

Das $\sin^2\psi$ -Verfahren der röntgenographischen Spannungsmessung*

Von ECKARD MACHERAUCH und PAUL MÜLLER

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 26. Januar 1961)

Bei der röntgenographischen Ermittlung von Last-Eigenspannungen [1] aus der Interferenzlinienverschiebung wurden je nach Meßaufgabe bis vor kurzem stets die in den dreißiger Jahren entwickelten Standardmethoden eingesetzt. Die Bestimmung der Hauptspannungssumme vorliegender zweiachsiger flächenspannungszustände erfolgte nach dem von R. ACHS und J. WEERTS [2] bzw. F. WEVER und H. JÖLLER [3] beschriebenen Senkrechtverfahren, die Bestimmung einer beliebigen Oberflächenspannungskomponente wahlweise nach dem von R. GLOCKER, H. JENSEN und E. OSSWALD [4] entwickelten Senkrecht-Schräg-Verfahren oder nach dem von R. GLOCKER, B. HESS und O. SCHAAER [5] angegebenen Senkrecht-Verfahren. Auch für die vollständige Erfassung des unbekannten Oberflächenspannungszustandes nach Betrag und Richtung seiner Hauptspannungen sind Meßvorschriften [4], [6] bis [10] vor.

Einige in den letzten Jahren durchgeführte röntgenographische Untersuchungen über die Eigenspannungsbildung in plastisch verformten Werkstoffen [11] bis [25], vor allem aber die Erkenntnis, daß die Eigenspannungen II. Art [12] Interferenzlinienverschiebungen hervorrufen, warfen jedoch die Frage auf, inwieweit dort überhaupt nach den klassischen Standardmethoden vernünftige und eindeutige Spannungsaussagen möglich sind. Diese setzen bekanntlich die Verteilungen der Dehnungen in den Schnitten des Dehnungsellipsoides der zu analysierenden Spannungszustände voraus, die sich theoretisch immer linear abhängig von $\sin^2\psi$ ergeben, wenn ψ der Winkel zwischen Oberflächenlot und Dehnungsrichtung ist. Bei Lastspannungen, die auf entsprechend behandelte Versuchsproben einwirken, ist dies ergebnismäßig für homogene und heterogene Werkstoffe meist hinreichend erfüllt. Bei durch plastische Verformung entstandenen Eigenspannungen I. Art sind davon jedoch wegen stärkerer örtlicher Spannungsinhomogenitäten mehr oder weniger ausgeprägte Abweichungen auf und bei reinen Eigenspannungszuständen zweiter Art schließlich ist überhaupt keinerlei Übereinstimmung mehr damit zu erwarten. Die Abb. 1a—c veranschaulichen diesen Sachverhalt schematisch.

Werden beispielsweise auf Grund der Dehnungsteilungen in den Abb. 1b und c Spannungsermittlungen nach den klassischen Auswertemethoden durchgeführt, so ergeben sich je nach gewähltem Verfahren Betrag und unter Umständen sogar im Vorzeichen einander unvereinbare Spannungswerte. Glücklicherweise hat die experimentelle Erfahrung ergeben, daß rein oszillatorische Dehnungsverteilungen mit einem angenäherten Mittelwert Null, wie sie in Abb. 1c

skizziert sind, praktisch nur bei spannungsfrei geglähten Werkstoffen auftreten. Es hat sich ferner gezeigt, daß die auf Grund der Streckgrenzen- [26] und der Verfestigungsanisotropie [27] zu erwartenden Oszillationseffekte im Sinne der Abb. 1c relativ klein sind und meist außerhalb oder nahe der Nachweisgrenze des Röntgenverfahrens liegen. Dagegen hat sich als typisch bei den meisten Eigenspannungsbestimmungen an plastisch verformten Metallen der in Abb. 1b skizzierte Fall ergeben, bei dem die Dehnungen teilweise recht große, aber stets statistische Abweichungen von einer streng linearen Verteilung über $\sin^2\psi$ zeigen. Die systematische Betrachtung aller Faktoren, die Interferenzlinienverschiebungen bei eigenspannungsbefallenen, plastisch verformten Vielkristallen zur Folge haben können, führte daher zwangsläufig zu dem Schluß, daß sinnvolle röntgenographische Eigenspannungsermittlungen nur mit einem gegenüber den klassischen Methoden erhöhten Meßaufwand möglich sind. Eine große Zahl von uns durchgeführter Versuche [28] bis [39] ergab, daß hinreichend genaue Bestimmungen einzelner Spannungskomponenten, der Hauptspannungssumme und des gesamten Spannungszustandes zweiachsiger Oberflächenspannungszustände nach Betrag und Richtung ihrer Hauptspannungen nach einer von uns $\sin^2\psi$ -Verfahren [40], [41], [42] genannten röntgenographischen Methode durchgeführt werden können. Dieses $\sin^2\psi$ -Verfahren enthält die klassischen Standardmethoden als Spezialfälle und liefert mit erträglichem Aufwand bei Eigen- und Lastspannungszuständen eindeutigere Aussagen über vorliegende Oberflächenspannungen als die alleinige Anwendung von Senkrecht- und Senkrecht-Schräg- bzw. 45°-Verfahren. Nachfolgend werden die Grundlagen dieses $\sin^2\psi$ -Verfahrens und seine Zusammenhänge mit den klassischen Standardmethoden der röntgenographischen Spannungsmessung explizit beschrieben.

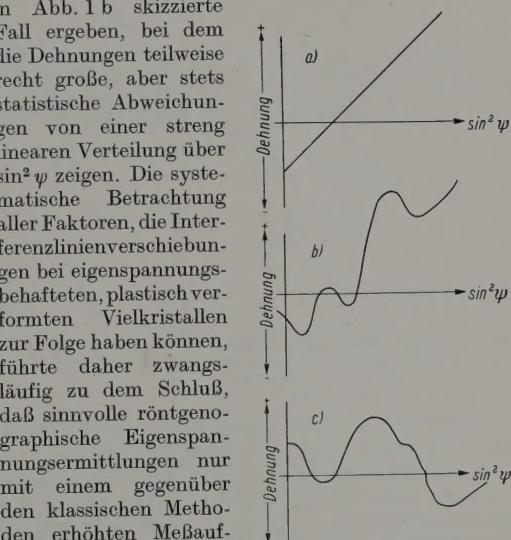


Abb. 1a—c. Schematische Dehnungsverteilungen über $\sin^2\psi$. a) Idealfall, streng lineare Verteilung. b) Realfall bei plastisch verformten Metallen. c) Oszillatorische Verteilung

Aus den Grundgleichungen der Elastizitätstheorie folgt bei Vorliegen eines zweiachsigen Oberflächen-

* Herrn Professor Dr.-Ing. U. DEHLINGER zum 60. Geburtstag gewidmet.

spannungszustandes für die Dehnungen in einer durch das Azimut φ gegenüber der 1. Hauptspannungsrichtung und den Winkel ψ gegenüber dem Probenoberflächenlot festgelegten Richtung [43], [44]

$$\varepsilon_{\varphi,\psi} = \frac{1}{2} s_2 (\sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi) \cdot \sin^2 \psi + s_1 (\sigma_1 + \sigma_2). \quad (1)$$

Dabei bedeuten

s_1 und $\frac{1}{2} s_2$ die Voigtschen Abkürzungen [45] für $-\nu/E$ und $(\nu+1)/E$, die wir kurz „elastische Konstanten“ nennen,
 ν die Querkontraktionszahl,
 E der Elastizitätsmodul,
 σ_1, σ_2 die erste und zweite Hauptspannung,
 $\varepsilon_{\varphi,\psi}$ die Dehnung in Richtung φ, ψ .

Für $\varphi = \text{const.}$ stellt Gl. (1) einen das Oberflächenlot enthaltenden Schnitt durch das Dehnungsellipsoid

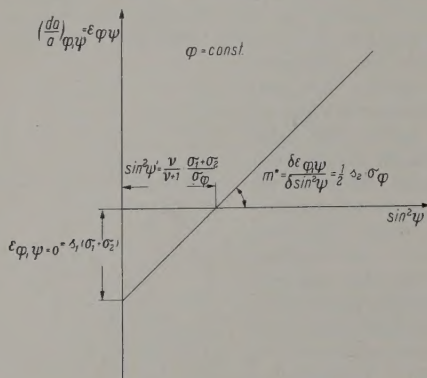


Abb. 2. $\varepsilon_{\varphi,\psi} - \sin^2\psi$ -Verteilung in einem durch das Azimut φ bestimmten Schnitt des Dehnungsellipsoids eines zweiachsigen Oberflächenspannungszustandes

eines zweiachsigen Spannungszustandes dar. Offenbar (vgl. Abb. 2) gelten folgende Gesetzmäßigkeiten:

1. Die Dehnungen sind in jedem beliebigen Schnitt $\varphi = \text{const.}$ linear von $\sin^2\psi$ abhängig. Der Anstieg der Dehnungsverteilung in einem $\varepsilon_{\varphi,\psi} - \sin^2\psi$ -Diagramm ist gegeben durch

$$m^* = \frac{\partial \varepsilon_{\varphi,\psi}}{\partial \sin^2 \psi} = \frac{1}{2} s_2 (\sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi), \quad (2)$$

ist also eindeutig bestimmt durch die beiden Hauptspannungen σ_1 und σ_2 , durch die durch φ festgelegte Lage der Schnittebene sowie durch die elastische Konstante $\frac{1}{2} s_2$. Da die in Richtung $\varphi, \psi = 90^\circ$ wirkende Oberflächenspannungskomponente

$$\sigma_\varphi = \sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi \quad (3)$$

ist, läßt sich Gl. (2) auch schreiben

$$m^* = \frac{1}{2} s_2 \sigma_\varphi. \quad (4)$$

Dieses Resultat besagt, daß der Anstieg der Dehnungen über $\sin^2\psi$ in jeder durch das Azimut φ festgelegten Schnittebene des Dehnungsellipsoids proportional der in dieser Schnittebene liegenden Oberflächenspannungskomponente ist.

2. Der Ordinatenabschnitt $\varepsilon_{\varphi,\psi} = 0$ der Dehnungsverteilungen ist in allen Schnittebenen $\varphi = \text{const.}$ durch

$$\varepsilon_{\varphi,\psi=0} = s_1 (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (5)$$

festgelegt. Er ist also, unabhängig von der Wahl Schnittebene, durch die Summe der Hauptspannung und die elastische Konstante s_1 eindeutig bestimmt.

3. Die Abszissenschnittpunkte der unter verschiedenen Azimuten vorliegenden Dehnungsverteilungen ergeben sich zu

$$\sin^2 \psi' = \frac{\nu}{\nu+1} \cdot \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{s_1 \cdot \cos^2 \varphi' + s_2 \cdot \sin^2 \varphi'}.$$

Diese Beziehung gibt die Gesamtheit der sog. Dehnungsfreien Richtungen [46], [47], [48] φ', ψ' des zweiachsigen Spannungszustandes, die an anderer Stelle ausführlich diskutiert wurden [44].

Die Gl. (4) und (5) zeigen, daß zur Ermittlung einer Spannungskomponente σ_φ und der Hauptspannungssumme $\sigma_1 + \sigma_2$ eines zweiachsigen Spannungszustandes die Kenntnis der Steigung m^* und des Ordinatenabschnittes $\varepsilon_{\varphi,\psi=0}$ einer $\varepsilon_{\varphi,\psi} - \sin^2\psi$ -Verteilung ausreichend sind. Aber auch bei der Analyse eines unbekannten Spannungszustandes nach Betrag und Richtung seiner Hauptspannungen helfen die Beziehungen weiter. Diese Aufgabe ist leicht zu lösen, wenn z.B. drei Spannungskomponenten, $\sigma_\varphi, \sigma_{\varphi+90^\circ}$ und $\sigma_{\varphi+90^\circ}$, des zu analysierenden Spannungszustandes bekannt sind. Aus Gl. (3) und der 1. Invarianz

$$\sigma_\varphi + \sigma_{\varphi+90^\circ} = \sigma_1 + \sigma_2$$

des Spannungstensors erhält man

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_{\varphi+90^\circ} - \sigma_\varphi \cdot \text{ctg}^2 \varphi}{1 - \text{ctg}^2 \varphi}$$

und

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_{\varphi+90^\circ} - \sigma_\varphi \cdot \text{tg}^2 \varphi}{1 - \text{tg}^2 \varphi}$$

und der Winkel φ zwischen σ_φ und σ_1 ergibt sich

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{\sigma_\varphi + \sigma_{\varphi+90^\circ} - 2\sigma_{\varphi+45^\circ}}{\sigma_\varphi - \sigma_{\varphi+90^\circ}}.$$

Es können also sämtliche Aufgaben, die hinsichtlich der Analyse eines zweiachsigen Spannungszustandes auftreten können, auf die genaue Ermittlung von unter verschiedenen Azimuten φ auftretenden Dehnungsverteilungen zurückgeführt werden.

Wie lassen sich nun solche Dehnungsverteilungen experimentell bestimmen? Während sich mit mechanischen oder elektrischen Meßgeräten nur Dehnungen in den Richtungen $\psi = 90^\circ$ und $\psi = 0^\circ$, also Längs- und Querdehnungen, ermitteln lassen, können röntgenographisch Netzebenenabstandsänderungen — Gitterdehnungen — in beliebigen Richtungen $0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$ gemessen werden. Das Röntgenverfahren ist besonders für die Ermittlung von Dehnungsverteilungen geeignet. Dazu schickt man ein hinreichend ausgeblendetes Röntgenbündel geeigneter Wellenlänge unter einem bestimmten Winkel meist schräg auf eine vermessende vielkristalline Probe auf und registriert die unter hohen Winkeln Θ im Rückstrahlbereich auftretenden Interferenzen. Der Einfachheit halber beschränken wir uns im folgenden auf Substanzen mit bekannter Struktur. Auf Grund der Braggsehen Gittergleichung ist

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \cdot \sin \Theta.$$

a ist die Gitterkonstante des Meßobjekts, h, k, l die Millerschen Indizes der in den erfaßten Kristall

Interferenz beitragenden Netzebenen, Θ ist der Bragg-Winkel. Bei unverspannten, hinreichend kleinen Kristalliten im bestrahlten Probenbereich ergibt sich zum Primärstrahl symmetrischer Interferenzkegel, der einen halben Öffnungswinkel von $(180 - 2\Theta)^\circ$ besitzt. Er umgibt einen ebenfalls zum Primärstrahl symmetrischen Normalenkegel, auf dem die Normalen aller der Netzebenen verschiedener Kristallite liegen, die zur Interferenz (hkl) beitragen. Geometrisch erhält man die in Abb. 3 skizzierten Verhältnisse. Bei verspannten Proben werden Interferenz- und Normalenkegel unsymmetrisch verzerrt. Die röntgenographisch erfaßten Kristallite erfahren je nach vorliegendem Spannungszustand unterschiedliche Dehnungswerte und geben zu verschiedenen starken Verschiebungen der Interferenzlinien Anlaß, weil jede Gitterdehnung da/a bei konstantem λ eine durch

$$d\Theta = -\operatorname{tg} \Theta \cdot \frac{da}{a} \quad (12)$$

bedingte Veränderung des Bragg-Winkels hervorruft. Die röntgenographische Gitterdehnungsmessung erfordert also die Erfassung der Änderungen $d\Theta$ des Bragg-Winkels Θ einer bestimmten Interferenz (hkl) . Es ist die eigentliche Meßaufgabe.

Der entscheidende, zur röntgenographischen Ermittlung elastischer Spannungen führende Schritt ist dann der, daß man die so ermittelten Gitterdehnungen mit den Dehnungen gleich setzt, die in der gewählten Meßrichtung φ, ψ auf Grund des vorliegenden Spannungszustandes nach der Elastizitätstheorie zu erwarten sind. Man setzt also

$$\left(\frac{da}{a} \right)_{\varphi, \psi} = \varepsilon_{\varphi, \psi} \quad (13)$$

und erhält somit als Grundgleichung jeder röntgenographischen Spannungsbestimmung aus den Beziehungen (1) und (12)

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\Theta}{\Theta} \right)_{\varphi, \psi} &= \varepsilon_{\varphi, \psi} = -\operatorname{ctg} \Theta d\Theta_{\varphi, \psi} \\ &= \frac{1}{2} s_2 (\sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi) \sin^2 \psi + s_1 (\sigma_1 + \sigma_2). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Die Messung von Gitterdehnungen, also die möglichst genaue Erfassung von Lageänderungen der Interferenzlinien, ist nach zwei Methoden möglich¹. Sie kann entweder mit dem konventionellen Röntgenrückstrahlverfahren und Filmregistrierung, oder mit dem Goniometerverfahren und Zählrohr- bzw. Szintillationszählerregistrierung erfolgen. Beide Methoden haben Vor- und Nachteile, auf die in diesem Zusammenhang nicht eingegangen werden soll.

Bei der Gitterdehnungsmessung mit konventioneller Rückstrahlanordnung und Filmregistrierung liegen gewöhnlich die in Abb. 4 dargestellten Verhältnisse vor. Man strahlt unter einem Winkel ψ_0 gegenüber dem Oberflächenlot in einer durch das Azimut φ festgelegten Ebene ein und registriert einen Ausschnitt aus dem entstehenden Interferenzkegel in der in Abb. 4 skizzierten Weise. Jede so angefertigte Rückstrahlaufnahme liefert zwei Gitterdehnungswerte und zwar für die Richtungen $\psi_1 = \psi_0 + (90^\circ - \Theta)$ und $\psi_2 = \psi_0 - (90^\circ - \Theta)$, die mit den Normalenrichtungen

der nach dem Filmäquator auf der oberen und unteren Filmhälfte reflektierenden Netzebenen übereinstimmen. Es ist zweckmäßig, die zur genauen Ermittlung der Interferenzlinienlage notwendige Messung des Bragg-Winkels auf eine Längenmessung zurückzuführen. Dazu bringt man in geeigneter Dicke auf die zu untersuchende Probenoberfläche einen Eichstoff auf, der bei der benutzten Röntgenwellenlänge in der

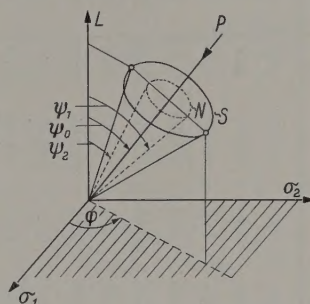


Abb. 3. Interferenzkegel (S) und Normalenkegel (N) bei einer Röntgenrückstrahlaufnahme zur Ermittlung von Gitterdehnungen einer verspannten Probe. σ_1, σ_2 Hauptspannungen, φ Azimut, ψ_0 Einstrahlrichtung, ψ_1 und ψ_2 Dehnungsrichtungen, L Oberflächenlot, P Primärstrahl. Bei verspannten Proben sind die Kegel nicht mehr rotationssymmetrisch zur Primärstrahlrichtung

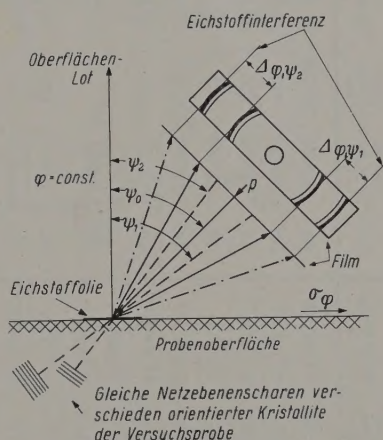


Abb. 4. Schematischer Strahlengang bei einer Rückstrahlaufnahme. Der Primärstrahl P fällt unter dem Winkel ψ_0 gegenüber dem Oberflächenlot ein. Günstig in dem Probenoberflächenbereich orientierte Kristallite haben die Normalen-Richtungen $\psi_1 = \psi_0 + (90^\circ - \Theta)$ und $\psi_2 = \psi_0 - (90^\circ - \Theta)$. Die Gitterdehnungen werden in den Richtungen der Normalen $\langle h, k, l \rangle$ der reflektierenden Ebenen $\langle h, k, l \rangle$ gemessen. Die von Kristalliten der Eichstofffolie reflektierten Strahlen sind strichpunktiert gezeichnet

Nähe der Probeninterferenzlinie ebenfalls eine Interferenzlinie liefert. Der Abstand $r_{\varphi, \psi}$ der einzelnen Interferenzlinien vom Primärstrahl ist

$$r_{\varphi, \psi} = -\operatorname{tg} 2\Theta_{\varphi, \psi} \cdot A,$$

wenn mit A die Entfernung zwischen Probe und Film bezeichnet wird. Jede Änderung $d\Theta_{\varphi, \psi}$ des Bragg-Winkels führt zu einer Veränderung der Interferenzlinienlage festlegenden $r_{\varphi, \psi}$ -Werte, die gegeben ist durch

$$d\Theta_{\varphi, \psi} = -\frac{\cos^2 2\Theta_{\varphi, \psi}}{2A} \cdot dr_{\varphi, \psi} \approx -\frac{\cos^2 2\Theta_0}{2A} \cdot dr_{\varphi, \psi}, \quad (16)$$

wobei Θ_0 der Bragg-Winkel des spannungsfreien Zustandes sein soll. Ermittelt man A aus dem bekannten Bragg-Winkel der benutzten Eichsubstanz und ihrem

¹ Die Möglichkeit, in bestimmten Fällen aus der Verschiebung von Vorderstrahlinterferenzen [49] Dehnungen bestimmen zu können, soll hier nicht näher erörtert werden.

Tabelle 1. Zusammenstellung der für praktische röntgenographische Spannungsermittlungen nach dem $\sin^2\psi$ -Verfahren erforderlichen Daten für einige Werkstoffe

Werkstoff	Gezielte Strahlung		Werkstoff				Eichsubstanz			Filmverfahren				Goniometerverfahren			
	Wellenlänge in \AA	Anode	E -Modul in kg/mm^2	Querkon- traktions- zahl	Gitterkon- stante in \AA	Inter- ferenz hkl	Bragg-Winkel	Stoff	Gitter- konstante in \AA	Inter- ferenz hkl	Bragg-Winkel	$e \cdot 10^3$ in mm^{-1}	d_0 in nm	C_1 in kg/mm^2	C_2 in kg/mm^2	K_1 in $\text{kg/mm}^2 \cdot \text{min}$	K_2 in $\text{kg/mm}^2 \cdot \text{min}$
Al	1,5374	Cu				511/333	81° 14' 30"	Ag	4,0783	511/333	78° 21'	1,206	6,68	25,55	6,48	0,949	0,241
	1,7853	Co				420	81° 2' 15"	Ag	4,0783	420	78° 11' 45"	1,248	6,48	26,43	6,71	0,972	0,247
	1,7853	Co	7200	0,34	4,0414	420	81° 2' 15"	Au	4,0700	420	78° 46' 15"	1,181	5,43	25,01	6,35	0,972	0,247
	2,2850	Cr				222	78° 20'	Ag	4,0783	222	76° 2' 20"	1,846	4,64	39,09	9,92	1,273	0,323
Cu	1,5374	Cu	12500	0,34	3,6077	420	72° 20' 20"	Ag	4,0783	511/333	78° 21'	1,825	10,34	—67,10	—17,03	0,341	0,864
	1,7853	Co				400	81° 49' 30"	Au	4,0700	420	78° 46' 15"	1,100	7,15	40,43	10,26	1,546	0,392
Ni	1,5374	Cu	20540	0,31	3,5168	420	77° 49' 45"	Ge	5,6461	515/711	76° 28' 40"	1,828	2,84	121,15	28,67	4,158	0,984
	1,7853	Co				313	72° 19' 10"					2,165	9,75	—143,43	—33,94	6,144	1,454
α -Fe	1,7853	Co				310	80° 37' 30"	Au	4,0700	420	78° 46' 15"	1,224	4,48	91,83	20,09	3,602	0,788
	1,7853	Co	21000	0,28	2,8610	310	80° 37' 30"	Ag	4,0783	420	78° 11' 45"	1,294	5,58	97,02	21,22	3,602	0,788
	1,7853	Co				310	80° 37' 30"	Cr	2,8786	310	78° 41' 50"	1,232	4,61	92,43	20,22	3,602	0,788
	2,2850	Cr				211	78° 0' 50"	Cr	2,8786	211	76° 27' 40"	1,814	3,25	136,03	29,76	4,634	1,014

Interferenzringdurchmesser $2r_E$, so erhält man schließlich aus den Gln. (16) und (12) für den Zusammenhang von Gitterdehnung und Linienverschiebung

$$\left(\frac{da}{a}\right)_{\varphi,\psi} = - \frac{\cos^2 2\Theta_0 \cdot \text{ctg } \Theta_0}{2r_E} \cdot \text{tg } 2\Theta_E \cdot dr_{\varphi,\psi} \quad (1)$$

$$= c \cdot dr_{\varphi,\psi}.$$

Bezeichnet man im spannungsfreien Zustand den Abstand zwischen Proben- und Eichstoffinterferenz mit Δ_0 , den im verspannten Zustand bei einer Meßrichtung φ, ψ mit $\Delta_{\varphi,\psi}$, so ist wenn der Eichstoffinterferenzring einen größeren Durchmesser hat als der Probeninterferenzring

$$dr_{\varphi,\psi} = \Delta_0 - \Delta_{\varphi,\psi} \quad (2)$$

und man erhält als Grundgleichung für die praktische Spannungsmessung mit dem Röntgenrückstrahlverfahren bei Filmregistrierung aus den Gln. (3), (1) und (17)

$$c \cdot (\Delta_0 - \Delta_{\varphi,\psi}) = \frac{1}{2} s_2 \cdot \sin^2 \psi \cdot \sigma_{\varphi} + s_1 (\sigma_1 + \sigma_2). \quad (3)$$

Diese Beziehung zeigt, daß auch die in verschiedenen Richtungen φ, ψ bei konstantem φ gemessenen $\Delta_{\varphi,\psi}$ Werte bei ein- und zweiachsigen Spannungszuständen linear von $\sin^2 \psi$ abhängig sind. Der Steigungsfaktor

$$M = \frac{\partial \Delta_{\varphi,\psi}}{\partial \sin^2 \psi} \quad (4)$$

einer $\Delta_{\varphi,\psi} - \sin^2 \psi$ -Verteilung ist direkt proportional zur Spannungskomponente σ_{φ} , die sich zu

$$\sigma_{\varphi} = - \frac{c}{\frac{1}{2} s_2} \cdot M = - C_2 \cdot M \quad (5)$$

ergibt. Ein negativer Anstieg der $\Delta_{\varphi,\psi}$ -Werte über $\sin^2 \psi$ liefert also eine positive Spannungskomponente und umgekehrt.

Die Konstante C_2 läßt sich für die verschiedensten Werkstoffe und die dabei benutzbaren Röntgenwellenlängen und Eichstoffe berechnen. Tabelle 1 enthält entsprechende Werte. Sämtliche Angaben beziehen sich auf einen Eichstoffringdurchmesser [vgl. Gl. (17)] von $2r_E = 50,00 \text{ mm}$. Liegen andere Eichstoffringdurchmesser vor, so sind die Konstanten bzw. die Meßwerte entsprechend zu korrigieren. Einem gemittelten M -Wert kann über die in Tabelle 1 für die vermerkten experimentellen Bedingungen gültigen C_2 -Werte unmittelbar eine gesuchte Spannungskomponente zugeordnet werden. Für den praktischen Laborgebrauch kann man sich mit den Angaben der Tabelle $\sigma_{\varphi} - M$ -Diagramme zeichnen, die dann ohne jede Rechenarbeit eine Zuordnung unter bestimmten Versuchsbedingungen ermittelter M -Werte zu Spannungen σ_{φ} ermöglichen. Solche Diagramme sind in Abb. 1 für die in Tabelle 1 angegebenen Kombinationen von Eichstoff, Wellenlänge und untersuchtem Werkstoff wiedergegeben.

Ähnlich einfach lassen sich Hauptspannungssummen ermitteln. Offenbar muß dazu der Wert Δ_0 $\Delta_{\varphi,\psi=0}$ möglichst genau bestimmt werden, denn aus Gl. (19) folgt mit $\psi = 0$ für die Hauptspannungssumme

$$(\sigma_1 + \sigma_2) = \frac{c}{s_1} (\Delta_0 - \Delta_{\varphi,\psi=0}) = C_1 (\Delta_{\varphi,\psi=0} - \Delta_0), \quad (6)$$

wobei $C_1 = - \frac{c}{s_1}$ ist.

Auch hier lassen sich aus experimentell gewonnenen $\Delta_{\varphi,\psi=0} - \Delta_0$ -Werten direkt Hauptspannungssummen ermitteln.

$(\sigma_1 - \sigma_2)$ berechnen. In Tabelle 1 sind die für bestimmte Eichstoffe, Wellenlängen und Werkstoffe gültigen C_1 -Werte ebenfalls angegeben.

Die Konstanten C_1 und C_2 sind positiv, wenn der Durchmesser der Probeninterferenz kleiner als der der Elastizitätsinterferenz ist. Im umgekehrten Fall haben C_1 und C_2 negative Vorzeichen. Bei allen Anstiegsermittlungen gilt grundsätzlich die in der analytischen Geometrie übliche Vorzeichenkonvention.

Die vollständige Analyse eines zweiachsigen Spannungszustandes nach Betrag und Richtung seiner Hauptspannungen läßt sich ebenfalls auf die Ermittlung von durch Gl. (20) definierten M -Werten zurückführen. Aus den $\Delta_{\varphi, \psi}$ -Verteilungen in Ebenen der Azimute φ , $\varphi + 45^\circ$ und $\varphi + 90^\circ$ ergeben sich M_φ , $M_{\varphi+45^\circ}$ und $M_{\varphi+90^\circ}$ und die Gln. (8), (9) und (10) gehen über in die folgenden Beziehungen

$$\sigma_1 = -C_2 \cdot \frac{M_{\varphi+90^\circ} - M_\varphi \cdot \text{ctg}^2 \varphi}{1 - \text{ctg}^2 \varphi}, \quad (23)$$

$$\sigma_2 = -C_2 \cdot \frac{M_{\varphi+90^\circ} - M_\varphi \cdot \text{tg}^2 \varphi}{1 - \text{tg}^2 \varphi}, \quad (24)$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{M_\varphi + M_{\varphi+90^\circ} - 2M_{\varphi+45^\circ}}{M_\varphi - M_{\varphi+90^\circ}}. \quad (25)$$

Damit ist auch die Aufgabe der vollständigen Ermittlung eines Spannungszustandes auf die Messung der Steigungsfaktoren von $\Delta_{\varphi, \psi}$ -Verteilungen über $\sin^2\psi$ in verschiedenen Schnittebenen des Dehnungsellipsoids zurückgeführt.

Im Prinzip ähnlich hat man vorzugehen, wenn Gitterdehnungsmessungen mit dem Goniometer [6], [5] in Rückstrahlanordnung bei Zählrohr- bzw. Szintillationszählerregistrierung durchgeführt werden. Die prinzipielle experimentelle Anordnung zeigt Abb. 6 schematisch. Der Eintrittsspalt der Strahlungsindikatoren und der Austrittsspalt der Strahlenquelle liegen an dem Goniometerkreis, in dessen Zentrum das Untersuchungsobjekt sitzt. Das Objekt dreht sich bei feststehendem Primärstrahlbündel mit der halben Winkelgeschwindigkeit der Strahlungsindikatoren. Die Anzeige von Zählrohr bzw. Szintillationszähler wird verstärkt und als intensitätsproportionale Größe bei jeder Winkelstellung registriert. In bestimmten Fällen kann dem Registrierschrieb direkt der der Interferenzlinienlage zugehörige Θ -Wert entnommen werden. Zu scheinbaren Linienverschiebungen führende Absorptions- und Defokussierungseffekte müssen bei Messungen in den verschiedenen ψ -Richtungen berücksichtigt werden. Bei stark verbreiterten Interferenzlinien bestimmte Rechenarbeiten (vgl. z. B. [1], [52], [53]) geleistet werden, um zu einer vernünftigen Festsetzung der den Linienlagen zukommenden Θ -Werte zu gelangen. Auf Einzelheiten kann hier nicht näher eingegangen werden.

Der Auswertung von Gitterdehnungsmessungen mit dem Goniometer können also die direkt gemessenen Bragg-Winkel zugrunde gelegt werden, so daß wir unmittelbar von Gl. (14) in der Form

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \psi} \right)_{\varphi, \psi} &= -\text{ctg} \Theta d\Theta_{\varphi, \psi} \approx +\text{ctg} \Theta_0 (\Theta_0 - \Theta_{\varphi, \psi}) \\ &= \frac{1}{2} s_2 \cdot \sigma_\varphi \cdot \sin^2 \psi + s_1 (\sigma_1 + \sigma_2) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

ausgehen können.

Für eine Spannungskomponente σ_φ ergibt sich daraus

$$\sigma_\varphi = -\frac{\text{ctg} \Theta_0}{\frac{1}{2} s_2} \cdot \frac{\partial \Theta_{\varphi, \psi}}{\partial \sin^2 \psi}. \quad (27)$$

Mit den Abkürzungen

$$N = \frac{\partial \Theta_{\varphi, \psi}}{\partial \sin^2 \psi} \quad \text{und} \quad K_2 = \frac{\text{ctg} \Theta_0}{\frac{1}{2} s_2} \quad (28)$$

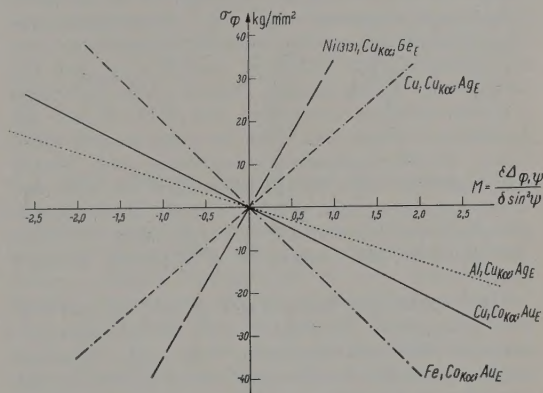


Abb. 5. σ_φ - M -Diagramme für verschiedene Kombinationen von Werkstoffen, Wellenlängen und Eichpulvern zur praktischen Ermittlung von Spannungskomponenten

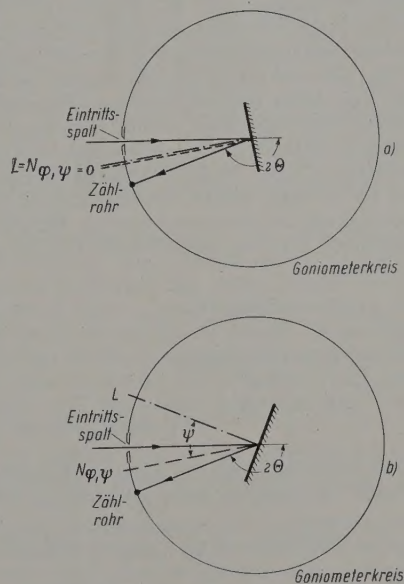


Abb. 6. Schematische Anordnung für Gitterdehnungsmessungen mit dem Zählrohrspectrometer. Bei Benutzung der Bragg-Brentano-Fokussierung werden nur Dehnungen in den Richtungen $\psi = 0$ gemessen (Abb. a). Gitterdehnungsmessungen in bestimmten ψ -Richtungen werden möglich, indem die Probe, zum Primärstrahl um $\psi = (90^\circ - \Theta)$ geneigt, im Zentrum des Goniometerkreises mit ihrer Probenoberfläche angebracht wird (Abb. b)

erhält man die zu Gl. (21) analoge Beziehung

$$\sigma_\varphi = -K_2 \cdot N \quad (29)$$

wobei N den Anstieg der $\Theta_{\varphi, \psi}$ -Werte im $\Theta_{\varphi, \psi} - \sin^2\psi$ -Diagramm bedeutet.

Für die Hauptspannungssumme folgt aus Gl. (26)

$$(\sigma_1 + \sigma_2) = \frac{\text{ctg} \Theta_0}{s_1} (\Theta_0 - \Theta_{\varphi, \psi=0}) = K_1 (\Theta_{\varphi, \psi=0} - \Theta_0) \quad (30)$$

mit

$$K_1 = - \frac{\text{ctg } \Theta_0}{s_1} \quad (31)$$

Für verschiedene Untersuchungsbedingungen und Werkstoffe sind die Werte von K_1 und K_2 ebenfalls in Tabelle 1 zu finden. Ein in Minuten bestimmter Anstieg N einer gemessenen $\Theta_{\varphi,\psi}$ -Verteilung über $\sin^2\psi$ liefert mit K_2 multipliziert unmittelbar die gesuchte Spannungskomponente σ_{φ} . Die Hauptspannungssumme ergibt sich aus der in Minuten gemessenen, mit K_1 multiplizierten Differenz von $\Theta_{\varphi,\psi=0}$ und Θ_0 . Graphische Darstellungen ähnlich Abb. 5 können selbstverständlich auch hier von Nutzen bei der praktischen Arbeit sein. Für die Analyse eines beliebigen Oberflächenspannungszustandes nach Betrag und Richtung seiner Hauptspannungen mit Hilfe von Goniometermessungen gelten ebenfalls die Beziehungen (24) bis (26) in denen lediglich die M -Werte durch die durch Gl. (28) definierten N -Werte zu ersetzen sind.

Die dargelegten Beziehungen gelten mit gewissen Einschränkungen, die Folge der bei der Ableitung gemachten Vernachlässigungen sind. Im einzelnen wurden die folgenden Faktoren nicht in Betracht gezogen:

a) Bei der Berechnung der Konstanten C_1 , C_2 und K_1 , K_2 wurde vom Bragg-Winkel des spannungsfreien Zustandes Θ_0 ausgegangen. Die Angaben in Tabelle 1 gelten daher nur in der üblicherweise bei der röntgenographischen Spannungsmessung in Betracht gezogenen Näherung, also nur für kleine Änderungen des Bragg-Winkels und damit kleine Linienverschiebungen. Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, so müssen in den Gleichungen, die zwischen Gitterdehnungen und Linienverschiebungen bzw. Bragg-Winkeländerungen vermitteln, die zweiten Glieder der zugehörigen Taylor-Entwicklung mit berücksichtigt werden. Für genauere Betrachtungen [54] ist beispielsweise Gl. (17) zu ersetzen durch

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{da}{a} \right)_{\varphi,\psi} &= \frac{\text{ctg } \Theta \cos^2 2\Theta \cdot \text{tg } 2\Theta_E}{2r_E} \cdot d r_{\varphi,\psi} \\ &+ \frac{2 \cos^4 2\Theta \cdot \text{tg}^2 2\Theta_E}{(2r_E)^2} \\ &\times \left\{ \frac{1 + 2 \text{ctg}^2 \Theta}{4} + \text{ctg } \Theta \cdot \text{tg } 2\Theta \right\} \cdot (d r_{\varphi,\psi})^2 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Entsprechend ändert sich der von Gl. (12) gelieferte Zusammenhang zwischen $(da/a)_{\varphi,\psi}$ und $d\Theta_{\varphi,\psi}$ wie folgt

$$\left(\frac{da}{a} \right)_{\varphi,\psi} = - \text{ctg } \Theta d\Theta_{\varphi,\psi} + \frac{1}{2} \frac{\cos^2 \Theta + 1}{\sin^2 \Theta} \cdot (d\Theta_{\varphi,\psi})^2. \quad (33)$$

b) Bei den Ableitungen wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß die Meßrichtungen ψ der Gitterdehnungen exakt vorgebar sind. Praktisch werden die Dehnungsmeßrichtungen jedoch auch immer aus den Bragg-Winkeln des unverspannten Zustandes Θ_0 berechnet, und es bleiben die durch Spannungen bedingten Veränderungen dieses Winkels unberücksichtigt. Bei kleinen ψ -Werten ist dies praktisch ohne Einfluß auf die Lage der Gitterdehnungen bzw. der ihnen proportionalen Größen im Meßgröße- $\sin^2\psi$ -Diagramm. Bei größeren ψ -Werten erhält man bei Nichtberücksichtigung dieser Tatsache eine von der wirksamen Spannung geringfügig verfälschte Gitterdehnungsverteilung über $\sin^2\psi$.

c) Die C_1 -, C_2 -, K_1 - und K_2 -Werte wurden unter Zugrundelegung der üblicherweise für die betrachteten Metalle gültigen s_1 - und $1/2 s_2$ -Werte berechnet, mit Elastizitätsmoduln und Querkontraktionszahlen wie sie bei mechanischen Messungen zwischen Spannungen und Dehnungen vermitteln. Da bei röntgenographischen Gitterdehnungsmessungen die Dehnungen stets nur in bestimmten kristallographischen Richtungen gemessen werden, sind hier andere elastische Konstanten für den Zusammenhang zwischen Spannungen und Dehnungen verantwortlich als bei mechanischen Messungen [55] bis [58]. Dieser meist näherungsweise abschätzbare Einfluß der elastischen Anisotropie muß bei genaueren Untersuchungen ebenfalls Berücksichtigung finden. Das geschieht sichersten durch Ermittlung der röntgenographischen Werte der elastischen Konstanten für das Untersuchungsobjekt nach kürzlich angegebenen Methoden [30].

In den meisten praktischen Fällen sind die durch die erörterten Faktoren auftretenden Unsicherheiten gering. Bei scharfen Objektinterferenzen dominieren der Einfluß der elastischen Anisotropie. Bei stark verbreiterten Interferenzlinien können die besprochenen Faktoren fast immer gegenüber Unsicherheiten in der Bestimmung der Linienlage vernachlässigt werden. Eine auf das $\sin^2\psi$ -Verfahren erweiterbare Erörterung der bei der röntgenographischen Spannungsmessung auftretenden Ungenauigkeiten findet man in der Arbeit von R. GLOCKER [59], auf die hier verwiesen wird.

Um eine unmittelbare Vergleichsmöglichkeit zu schaffen, soll nun noch der Zusammenhang der dargelegten Beziehungen mit den Gleichungen der klassischen röntgenographischen Spannungsmeßverfahren besprochen werden. Ausgehend von der Grundgleichung der röntgenographischen Spannungsmessung [Gl. (14)] wurde gezeigt, daß alle praktisch vorkommenden Spannungsmeßaufgaben sich durch die jeweiligen Meßbedingungen angepaßten Gleichungspaare (21) und (22) bzw. (29) und (30) lösen lassen. Jedes dieser Gleichungspaare schließt die eingangs erwähnten drei klassischen Spannungsmeßmethoden das Senkrecht-, das Senkrecht-Schräg- und das Schrägverfahren in sich ein.

Beim klassischen Senkrechtverfahren werden bekanntem Gitterkonstanten-Nullwert die Größen $\varepsilon_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta}$ bzw. $\Delta_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta}$ bzw. $\Theta_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta}$ bestimmt durch Einstrahlung parallel zum Oberflächenlot. Man erhält daraus näherungsweise die Summe der Hauptspannungen zu

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_1 + \sigma_2) &\approx \frac{\varepsilon_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta}}{s_1} = C_1 (\Delta_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta} - \Delta_0) \\ &= K_1 (\Theta_{\varphi,\psi=90^\circ-\Theta} - \Theta_0) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Genauere Werte erhält man durch Einstrahlung unter einem Winkel $\psi_0 = 90^\circ - \Theta$ gegenüber dem Oberflächenlot. Aus der registrierten Interferenz bei $\psi = \psi_0$ lassen sich $\varepsilon_{\varphi,\psi_0}$ bzw. Δ_{φ,ψ_0} bzw. Θ_{φ,ψ_0} ermitteln und für die Hauptspannungssumme ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_1 + \sigma_2) &= \frac{\varepsilon_{\varphi,\psi_0}}{s_1} = C_1 (\Delta_{\varphi,\psi_0} - \Delta_0) \\ &= K_1 (\Theta_{\varphi,\psi_0} - \Theta_0) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Die Konstante C_1 ist mit der von GLOCKER [1] bei dem Senkrechtverfahren benutzten Konstanten $C_{\perp 0}$ identisch.

Im Senkrecht-Schräg-Verfahren strahlt man zur Bestimmung einer Spannungskomponente σ_φ einmal senkrecht, zum anderen unter einem geeigneten Winkel schräg zur Meßebene. Das Oberflächenlot des Untersuchungsobjektes ein und ermittelt die zu bestimmende Spannungskomponente enthaltenden Mittelwerte des Dehnungsellipsoides zwei Gitterdehnungswerte, nämlich $\varepsilon_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta}$ und $\varepsilon_{\varphi, \psi_i}$ bzw. dazu proportionale Größen $\Delta_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta}$ und Δ_{φ, ψ_i} oder $\Theta_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta}$ und Θ_{φ, ψ_i} . Aus diesen Werten wird auf den Anstieg m^* bzw. M bzw. N der Meßgrößen über $\sin^2\psi$ geschlossen. Für die Auswertung benutzt man die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\varphi &= \frac{m^*}{\frac{1}{2} s_2} \approx \frac{1}{\frac{1}{2} s_2} \cdot \frac{\varepsilon_{\varphi, \psi_i} - \varepsilon_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta}}{\sin^2\psi_i} \\ &= C_2 \cdot \frac{\Delta_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta} - \Delta_{\varphi, \psi_i}}{\sin^2\psi_i} \\ &= K_2 \cdot \frac{\Theta_{\varphi, \psi=90^\circ-\Theta} - \Theta_{\varphi, \psi_i}}{\sin^2\psi_i} \end{aligned} \right\} \quad (35a)$$

benutzt man die Einstrahlung senkrecht zur Probenoberfläche durch eine unter $\psi_0=90^\circ-\Theta$ in der gegebenen Meßebene, so lassen sich die Werte $\varepsilon_{\varphi, \psi=0}$ bzw. $\Delta_{\varphi, \psi=0}$ und $\Theta_{\varphi, \psi=0}$ bestimmen und es gelten die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\varphi &= \frac{m^*}{\frac{1}{2} s_2} = \frac{1}{\frac{1}{2} s_2} \cdot \frac{\varepsilon_{\varphi, \psi_i} - \varepsilon_{\varphi, \psi=0}}{\sin^2\psi_i} \\ &= C_2 \cdot \frac{\Delta_{\varphi, \psi=0} - \Delta_{\varphi, \psi_i}}{\sin^2\psi_i} \\ &= K_2 \cdot \frac{\Theta_{\varphi, \psi=0} - \Theta_{\varphi, \psi_i}}{\sin^2\psi_i} \end{aligned} \right\} \quad (35b)$$

Im 45°-Verfahren errichtet man die aus Messungen in den Richtungen $\varphi, \psi_i=45^\circ+(90^\circ-\Theta)$ und $\varphi, \psi_2=45^\circ-(90^\circ-\Theta)$ erhaltenen zwei $\varepsilon_{\varphi, \psi_i}$ bzw. Δ_{φ, ψ_i} bzw. Θ_{φ, ψ_i} -Werte als ausreichend für die genaue Festlegung einer zu bestimmenden Spannungskomponente σ_φ . Sie ergibt sich zu

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\varphi &= \frac{m^*}{\frac{1}{2} s_2} = \frac{1}{\frac{1}{2} s_2} \cdot \frac{\varepsilon_{\varphi, \psi_1} - \varepsilon_{\varphi, \psi_2}}{\sin^2\psi_1 - \sin^2\psi_2} \\ &= C_2 \cdot \frac{\Delta_{\varphi, \psi_1} - \Delta_{\varphi, \psi_2}}{\sin^2\psi_1 - \sin^2\psi_2} \\ &= K_2 \cdot \frac{\Theta_{\varphi, \psi_1} - \Theta_{\varphi, \psi_2}}{\sin^2\psi_1 - \sin^2\psi_2} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

den Gln. (35a, b) und (36) ist deutlich zu ersehen, daß zwischen Senkrecht-Schräg- und 45°-Verfahren keinerlei physikalischer Unterschied besteht. In beiden Fällen wird bei der Ermittlung einer Spannungskomponente der Anstieg der Dehnungsverteilung in der selben Schnittebene des Dehnungsellipsoides bestimmt, wobei gleich Dehnungswerte verschiedener Dehnungsmeßrichtungen zu den Anstiegsfestlegung herangezogen werden. Die in den Gln. (35) bzw. (36) vorkommenden Größen $C_2/\sin^2\psi_i$ bzw. $C_2/(\sin^2\psi_1 - \sin^2\psi_2)$

sind deshalb auch identisch mit den von GLOCKER [1] für die Auswertung bei dem Senkrecht-Schräg-

Tabelle 2. Für das $\sin^2\psi$ -Verfahren bei Goniometermessungen günstige Einstrahlwinkel ψ_0 und Meßrichtungen ψ

Bragg-Winkel Θ_0	Winkel zwischen Oberflächenlot und Primärstrahl ψ_0				Winkel ψ zwischen Oberflächennormale und Meßrichtung ψ			
78°	— 12°	14,6°	27,2°	38,8°	0° ($\sin^2\psi = 0,000$)	26,6° ($\sin^2\psi = 0,200$)	39,2° ($\sin^2\psi = 0,400$)	50,8° ($\sin^2\psi = 0,600$)
79°	— 11°	15,6°	28,2°	39,8°	0°	26,6°	39,2°	50,8°
80°	— 10°	16,6°	29,2°	40,8°	0°	26,6°	39,2°	50,8°
81°	— 9°	17,6°	30,2°	41,8°	0°	26,6°	39,2°	50,8°
82°	— 8°	18,6°	31,2°	42,8°	0°	26,6°	39,2°	50,8°

und 45°-Verfahren angegebenen Konstanten $C_{\perp+}$ bzw. C_{+-} .

Nach Darlegung dieses Zusammenhanges muß nun noch die bisher offen gebliebene Frage beantwortet werden, welcher Meßaufwand zu einer hinreichend genauen Ermittlung der oben eingeführten Größen $m^* = \partial \varepsilon_{\varphi, \psi} / \partial \sin^2\psi$ bzw. M bzw. N und $\varepsilon_{\varphi, \psi=0}$ bzw. $\Delta_{\varphi, \psi=0}$ bzw. $\Theta_{\varphi, \psi=0}$ und damit zu zweifelsfreien Aussagen hinsichtlich einzelner Spannungskomponenten, der Summe, Beträge und Richtungen der Hauptspannungen vorliegender Oberflächenspannungszustände führt.

Nach den Erfahrungen, die wir bei vielen Hundert von röntgenographischen Spannungsbestimmungen gewonnen haben, ist die Ermittlung von vier Gitterdehnungswerten in den meisten Fällen zur genauen Festlegung von Steigungsfaktor und Ordinatenabschnitt vorliegender Gitterdehnungsverteilungen ausreichend. Diese vier Gitterdehnungswerte sollten dabei in solchen Richtungen ψ ermittelt werden, daß etwa eine gleichmäßige Verteilung der Meßpunkte über $\sin^2\psi$ vorliegt.

Bei Goniometermessungen ist diese Forderung leicht zu erfüllen. Man braucht die Probe nur nacheinander so gegenüber dem Primärstrahl zu neigen, daß Meßrichtungen ψ erfaßt werden, die zu $\sin^2\psi$ -Werten von 0, 0,2, 0,4 und 0,6 führen. Je nach Bragg-Winkel Θ der für die Messungen benutzten Interferenz erfüllen diese Forderung die in Tabelle 2 angegebenen Einstrahl- bzw. Meßwinkel gegenüber dem Oberflächenlot des Meßobjektes.

Bei der Filmmethode ist eine Verteilung der Gitterdehnungswerte in gleichen Abständen über $\sin^2\psi$ mit geringem Meßaufwand nicht zu erreichen. Wie oben gezeigt (vgl. Abb. 3), liefert jede Rückstrahlaufnahme 2 Gitterdehnungswerte. Es ist daher am vernünftigsten, zwei Einstrahlrichtungen ψ_0 so zu wählen, daß die diesen entnehmbaren Gitterdehnungswerte mög-

Tabelle 3. Bei der $\sin^2\psi$ -Methode günstige Einstrahlwinkel ψ_0 und Meßrichtungen ψ für Interferenzen verschiedener Bragg-Winkel; Filmregistrierung

Bragg-Winkel Θ_0	Einstrahlwinkel ψ_0 zwischen Primärstrahl und Oberflächenlot ψ_0			Winkel ψ zwischen Oberflächennormale und Dehnungsmeßrichtung (und zugehörige $\sin^2\psi$ -Werte) ψ			
78°	33°	45°	21° (0,128)	33° (0,296)	45° (0,500)	57° (0,702)	
79°	33°	45°	22° (0,140)	34° (0,313)	44° (0,482)	56° (0,688)	
80°	35°	45°	25° (0,178)	35° (0,329)	45° (0,500)	55° (0,670)	
81°	18°	45°	9° (0,024 ₅)	27° (0,206)	36° (0,345)	54° (0,652)	
82°	16°	45°	8° (0,019 ₄)	24° (0,166)	37° (0,362)	53° (0,638)	

lichst gleichmäßig über $\sin^2\psi$ verteilt sind. Dafür brauchbare Einstrahlrichtungen und die durch sie

bestimmten Meßrichtungen sind für die Bragg-Winkel der üblicherweise benutzten Rückstrahlinterferenzen in Tabelle 3 zusammengestellt.

Aus so ermittelten 4 Gitterdehnungen bzw. diesen proportionalen Meßgrößen ist eine beliebige Spannungskomponente σ_φ nach den Gln. (4) bzw. (21) bzw. (29), aber auch, wenn die Gitterkonstante des spannungsfreien Zustandes bekannt ist, die Summe der Hauptspannungen $\sigma_1 + \sigma_2$ nach den Gln. (5) bzw. (22) bzw. (30) bestimmbar. Zur Analyse eines Oberflächenspannungszustandes nach Betrag und Richtung seiner Hauptspannungen nach den Gln. (8) bis (10) bzw. (23) bis (25) ist derselbe Meßaufwand in zwei weiteren Meßebenen erforderlich. Die Vorzüge dieses Vorgehens liegen auf der Hand. Man ermittelt, durch genügend Meßpunkte gesichert, den mittleren Anstieg der Dehnungen über $\sin^2\psi$ in der jeweils gewählten Meßebene und verläßt sich nicht auf einen durch zwei Meßwerte bestimmten Anstieg wie beim klassischen Senkrechtschräg- und 45° -Verfahren. Man verzichtet ferner zur Ermittlung der Summe von Hauptspannungen auf eine Einstrahlung parallel oder annähernd parallel zum Oberflächenlot, wie beim Senkrechtsverfahren, ermittelt dagegen den durch 4 Meßwerte festgelegten mittleren Ordinatenabschnitt der Dehnungsverteilung über $\sin^2\psi$. Dieses $\sin^2\psi$ -Verfahren der röntgenographischen Spannungsmessung bringt beim heutigen fortgeschrittenen Stand der Röntgentechnik keine wesentliche zeitliche Mehrbelastung für eine Spannungsmessaufgabe, dafür aber eine physikalisch gesichertere Aussage.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß insbesondere bei Eigenspannungsbestimmungen die klassischen Standardmethoden der röntgenographischen Spannungsmessung zu nicht eindeutigen Ergebnissen führen können. Aus allgemeinen elastizitätstheoretischen Beziehungen werden Meßverfahren hergeleitet, die bei beliebigen Oberflächenspannungszuständen die hinreichend genaue röntgenographische Ermittlung einzelner Spannungskomponenten, der Summe sowie der Beträge und Richtungen der Hauptspannungen mit erträglichem Meßaufwand ermöglichen. Sowohl für das Arbeiten mit konventionellen Rückstrahlsystemen mit Filmregistrierung als auch für Messungen mit dem Zählrohr-Geometrie werden einfache Auswertungsgleichungen angegeben. Für einige Werkstoffe werden die auf Grund der entwickelten Meßvorschriften für praktische Spannungsmessungen erforderlichen Zahlenwerte zusammengestellt. Der Zusammenhang des dargelegten $\sin^2\psi$ -Verfahrens mit den klassischen Methoden der röntgenographischen Spannungsmessung wird gezeigt.

Herrn Professor Dr. phil. Dr. med. h. c. R. GLOCKER danken wir für wertvolle Diskussionen, den Herren cand. phys. H. KNÖLL und E. KUBALEK für ihre Hilfe bei der Berechnung der Tabellenwerte.

Literatur: [1] GLOCKER, R.: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, 4. Aufl., S. 355/95. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958. — [2] SACHS, G., u. J. WEERTS: Z. Physik **64**,

344 (1930). — [3] WEVER, F., u. H. MÖLLER: Arch. Eisenhüttenwes. **5**, 215 (1931). — [4] GISEN, G., R. GLOCKER, E. OSSWALD: Z. techn. Phys. **17**, 145 (1936). — [5] GLOCKER, R., B. HESS u. O. SCHAABER: Z. techn. Phys. **19**, 194 (1938). — [6] MÖLLER, H., u. H. NEERFELD: Mitt. K.-Wilh. Inst. Eisenforsch. **21**, 289 (1939). — [7] STÄBLEIN, F.: Krupp Fortsch. Ber. 1939, Anhang, 29. — [8] DORGELO, H.N., et S.E. GRAAF: De Ingenieur **50**, 31 (1935). — [9] BARRETT, C., and M. GENSAMER: Physics **7**, 1 (1936). — [10] ROMBERG, Techn. Phys. USSR, **4**, Heft 7 (1937). — [11] GREENO, G.B.: Nature, Lond. **160**, 258 (1947). — [12] GREENO, G.B.: Proc. Roy. Soc. Lond. **A 197**, 556 (1949). — [13] NOUGH, G.B.: J. Iron Steel Inst. **169**, 235 (1951). — [14] B. MAN, C.M.: Acta metallurg. **2**, 451 (1954). — [15] K. LER, E., u. L. REIMER: Naturwissenschaften **40**, 360 (1953). — [16] KAPPLER, E., u. L. REIMER: Naturwissenschaften **60** (1954). — [17] KAPPLER, E., u. L. REIMER: Z. angew. Physik **5**, 273 (1954). — [18] HAUKE, V.: Arch. Eisenhüttenwes. **273** (1954). — [19] HAUKE, V.: Z. Metallkde. **46**, 33 (1955). — [20] KARASHIMA, S., K. KOJIMA und H. FUJIWARA: Mem. Inst. Sci. Ind. Res. Osaka Univ. **11**, 129 (1954). — [21] KARASHIMA, S., K. KOJIMA und H. FUJIWARA: Mem. Inst. Sci. Res. Osaka Univ. **13**, 27 (1956). — [22] KARASHIMA, K. KOJIMA und H. FUJIWARA: Mem. Inst. Sci. Ind. Osaka Univ. **14**, 69 (1957). — [23] REIMER, L.: Z. Physik **588** (1954). — [24] REIMER, L.: Z. angew. Physik. **6**, (1954). — [25] REIMER, L.: In W. KÖSTER, Beiträge Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve Berlin-Heidelberg-Göttingen: Springer 1956. — [26] G. KER, R., u. E. MACHERAUCH: Naturwissenschaften **44**, (1957). — [27] MACHERAUCH, E.: Habil.-Schr. T.H. Stuttgart 1959. — [28] MACHERAUCH, E., u. P. MÜLLER: Naturwissenschaften **44**, 389 (1957). — [29] MACHERAUCH, E., u. P. MÜLLER: Z. Metallkde. **49**, 324 (1958). — [30] MACHERAUCH, u. P. MÜLLER: Arch. Eisenhüttenwes. **29**, 257 (1958). — [31] LEIBER, C.O., u. E. MACHERAUCH: Naturwissenschaften **45**, 35 (1958). — [32] KOLB, K., u. E. MACHERAUCH: Naturwissenschaften **46**, 624 (1959). — [33] MÜLLER, P., u. E. MACHERAUCH: Arch. Eisenhüttenwes. **31**, 38 (1960). — [34] MÜLLER, P., u. E. MACHERAUCH: Arch. Eisenhüttenwes. **31**, (1960). — [35] MACHERAUCH, E., u. P. MÜLLER: Z. Metall. **51**, 514 (1960). — [36] MACHERAUCH, E., u. P. MÜLLER: Arch. Eisenhüttenwes. **31**, 555 (1960). — [37] LEIBER, C.O., E. MACHERAUCH: Z. Metallkde. **51**, 621 (1960). — [38] BER, C.O., u. E. MACHERAUCH: Z. Metallkde. **52**, 621 (1961). — [39] KOLB, K., u. E. MACHERAUCH: Z. Physik **162**, (1961). — [40] MACHERAUCH, E.: Aussprache über „Fortschritte der röntgenographischen Messung von Oberflächenspannungen“, Mannheim, 5.12.1957. — [41] MACHERAUCH, E.: III. Colloquium Hochschule ET, Ilmenau, 1958. — [42] MACHERAUCH, E.: Proc. 3rd Int. Conf. on Nondestruct. Testing, Tokyo 1960. — [43] TIMOSHENKO, S., u. I.M. LESSELS: Festigkeitslehre. Berlin 1928. — [44] BINDER, F., u. E. MACHERAUCH: Arch. Eisenhüttenwes. **26**, 541 (1955). — [45] VOIGT, Lehrbuch der Kristallphysik, S. 586ff. Leipzig u. B. 1910. — [46] NETH, A.: Öst. Ing.-Arch. **2**, 106 (1946). — [47] DURER, A.: Z. Metallforsch. **1**, 60 (1946). — [48] GLOCKER, R.: Z. Metallkde. **42**, 122 (1951). — [49] WOLFFSTIEG, Arch. Eisenhüttenwes. **30**, 447 (1959). — [50] NEERFELD, Röntgenfeinstrukturanalyse. München: Oldenbourg 1959. — [51] CHRISTENSON, A., and E. ROWLAND: Trans. Amer. Met. **45**, 638 (1953). — [52] KOISTINEN, D.P., and R.E. MARBURGER: Reprint Nr. 112, Fortieth Annual Convention of American Society for Metals, Cleveland (Ohio), 27–31. 1958. — [53] MARBURGER, R.E., and D.P. KOISTINEN: I. of the Symp. on Internal Stresses and Fatigue in Metals, Detroit and Warren, Mich., 1958. — [54] SCHAABER, Z. techn. Phys. **20**, 264 (1939). — [55] MÖLLER, R., u. J. F. BERS: Mitt. K.-Wilh. Inst. Eisenforsch. **17**, 157 (1935). — [56] GLOCKER, R.: Z. techn. Phys. **19**, 289 (1938). — [57] LER, H., u. G. MARTIN: Mitt. K.-Wilh. Inst. Eisenforsch. **261** (1939). — [58] NEERFELD, H.: Mitt. K.-Wilh. Inst. Eisenforsch. **24**, 61 (1942). — [59] GLOCKER, R.: Z. angew. Physik. **3**, 212 (1951).

Doz. Dr. E. MACHERAUCH und Dr. P. MÜLLER
Institut für Metallphysik am Max-Planck-Institut
für Metallforschung, Stuttgart

Einfluß des Randes auf das Ummagnetisierungsverhalten dünner Permalloyschichten

Von J. BRACKMANN, W. KUSTERER und W. METZDORF

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 21. März 1961)

Einleitung

Dünne Schichten aus Permalloy, welche in einem homogenen Magnetfeld auf eine geeignete Unterlage gebracht wurden, besitzen im allgemeinen eine einachsige magnetische Anisotropie. Es ist dabei gleichgültig, ob die Schichten durch Aufdampfen, Kathodenzerstäubung [1] oder auf elektrolytischem Wege auf einen Träger niedergeschlagen worden sind. An diesen Schichten beobachtet man eine rechteckförmige Hystereseschleife, wenn man sie in der durch die Vorzugsrichtung gegebenen Richtung, welche im folgenden kurz als „leichte Richtung“ bezeichnet werden soll, wechselseitig magnetisiert.

Die Koerzitivkraft und der Rechteckigkeitsgrad der Hystereseschleife hängen im wesentlichen von vier Faktoren ab, und zwar von der Schichtdicke, von der Stärke der einachsigen Anisotropie, von den örtlichen Schwankungen des Betrages und der Richtung der Anisotropie sowie von der Struktur der Randzone. In der folgenden Arbeit wird gezeigt, wie man durch Verändern der Randzone die Gestalt und die Aussteuerungsabhängigkeit der Hystereseschleife dünner Permalloyschichten wesentlich beeinflussen kann. Dabei soll vor allem die wichtige Rolle der Ummagnetisierungskeime nachgewiesen werden.

Herstellung der Schichten

Die Permalloyschichten, über die im folgenden berichtet wird, wurden nach einem neuen Verfahren der Kathodenzerstäubung im homogenen Magnetfeld hergestellt [2]. Sie enthielten zwischen 79 und 81% Nickel und entsprechend 21 bis 19% Eisen. Ihre Dicke lag zwischen 500 und 2500 Å. Als Träger dienten 0,2 mm starke Mikroskop-Deckgläschen. Eine Blende verhinderte, daß der Träger bis an den durch die Schnittkanten stark gestörten Rand bestäubt wurde. Sowohl runde als auch quadratische Schichten wurden hergestellt. Der Durchmesser bzw. die Kantenlänge betrug 8 mm. Bei dem — im Vergleich zur Zerstäubung — relativ hohen Druck in der Zerstäubungsapparatur erleiden die aus der Kathode herausgeschlagenen Metallatome auf ihrem Wege zum Auffänger eine Reihe von Zusammenstößen mit Gasatomen. Deshalb treffen — zumindest in hinreichender Entfernung von der Blende — auf jeden Punkt des Trägers Teilchen aus allen möglichen Richtungen auf. Man kann daher in erster Näherung annehmen, daß es auf ein Flächenelement gelangenden Metallatome von einer um den Mittelpunkt des Elements gelegten, annähernd gleichmäßig strahlenden Halbkugel kommen. Dabei treten ziemlich große Einfallswinkel gegen die Schichtnormale auf. Trotzdem kann sich aber die von den aufgedampften Schichten her bekannte Einfallswinkel-Anisotropie nicht ausbilden [3], [4], weil bei der Kathodenzerstäubung Metallatome aus allen Richtungen auf den Schichtträger auftreffen [5], [6].

Durch geeignetes Profilieren des Blendenrandes läßt sich aber erreichen, daß letztere Bedingung am Rand der Schicht nicht mehr erfüllt ist, so beispiels-

weise bei Verwendung des in Abb. 1 dargestellten Blendenprofils. Es werden dadurch viele Strahlrichtungen ausgeblendet. Infolgedessen bildet sich am Rande eine starke Böschung aus. Aber auch die Einfallswinkel-Anisotropie wird dadurch ermöglicht. Man kann sich leicht überlegen, daß bei diesem Blendenprofil die senkrecht zum Rand auftreffende Strahlung intensiver ist als die parallel einfallende, so daß sich die Einfallswinkel-Anisotropien beider Auftreffrichtungen am Rande nicht mehr gegenseitig aufheben können. Es bleibt eine zusätzliche Anisotropie

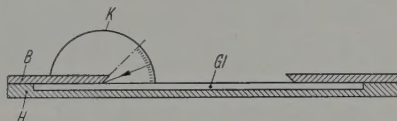


Abb. 1. Abschattende Wirkung der Blende auf die Bestäubung des Glasplättchens am Rande. K Halbkugel als wirksame Strahlungsquelle, B Blende, G Glasplättchen, H Halterung

parallel zum Rand übrig, welche sich der feldinduzierten Anisotropie überlagert. Da die verbleibende Strahlung unter ziemlich großem Winkel zur Schichtnormale einfällt, dürfte diese Einfallswinkel-Anisotropie auch ziemlich groß sein und kann daher stärkere Abweichungen der Vorzugsrichtung am Rande von der des Innengebiets bewirken. Die Breite der Böschungszone betrug bei unseren Schichten etwa 0,3 mm. Bei Verwendung eines umgekehrten, nach oben geöffneten Blendenprofils wurde praktisch keine Böschung beobachtet, und es zeigte sich auch nicht das anomale Verhalten der Hystereseschleifen.

Die Eigenschaften der Hystereseschleifen

Die Abb. 2a und 2b zeigen die quasistatisch mit einer Frequenz von 50 Hz aufgezeichneten Hystereseschleifen zweier kreisförmiger Permalloyschichten ohne Böschung, aber verschiedener Dicke. Es läßt sich zeigen, daß die endliche Steigung der Schleifenflanken in erster Linie eine Folge der Entmagnetisierung ist.

Ähnliche Schleifen findet man auch an kreisförmigen Schichten, welche eine Böschung am Rande haben, vorausgesetzt, daß die Schichtdicke nicht zu klein und die Amplitude des Feldes nicht zu groß ist. Abb. 3 zeigt — übereinanderphotographiert — die bei verschiedener Aussteuerung beobachteten Hystereseschleifen einer runden Schicht mit Böschung und 2400 Å Dicke. Die Schleife öffnet sich mit wachsendem Feld zunächst kontinuierlich und erreicht dabei eine normale Form gemäß Abb. 2a mit der Koerzitivkraft H_{c1} (mittlere Schleife in Abb. 3). Überschreitet die Feldamplitude \hat{H} einen kritischen Wert, so geht diese Schleife sprunghaft in eine mit etwa doppelter Koerzitivkraft H_{c2} und nahezu senkrechten Flanken über. Im Übergangsgebiet kann man auf dem Oszilloskopschirm direkt das wechselseitige Überspringen von einem Schleifentyp in den anderen beobachten. Läßt man das Feld wieder abnehmen, so laufen die oben geschilderten Vorgänge in der umgekehrten Reihenfolge ab.

An Schichten mit Böschung, deren Dicke unterhalb eines kritischen Wertes von ungefähr 1200 Å lag, konnten wir unter den gleichen Umständen wie oben überhaupt keine normale Schleife beobachten. Läßt man hier die Aussteuerung kontinuierlich anwachsen, so öffnet sich der anfänglich beobachtete Strich

Im folgenden werden Schichten, deren Hystereseschleifen das in Abb. 3 gezeigte Verhalten aufweisen als Typ A, jene mit den in Abb. 4a dargestellten Eigenschaften als Typ B bezeichnet. Die ebenfalls untersuchten quadratischen Schichten mit Böschung nennen wir Typ C. Die Form ihrer Hystereseschleifen

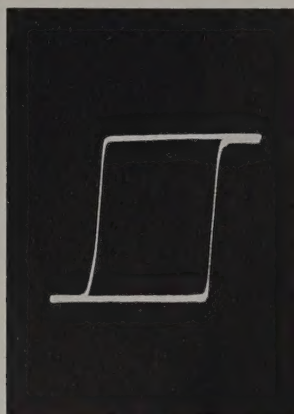


Abb. 2a

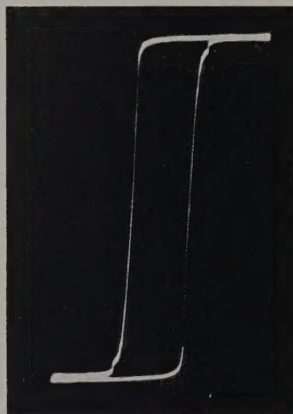


Abb. 2b

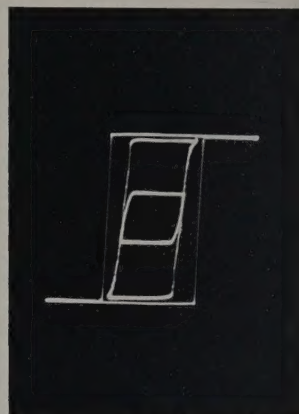


Abb. 3

Abb. 2. Hystereseschleifen zweier runder Permalloyschichten ohne Böschung am Rande; Zusammensetzung 79% Ni, 19% Fe, $H_K = 4$ Oe.
a) $d = 1050$ Å; b) $d = 2100$ Å; gleicher H -Maßstab hier und bei allen folgenden Bildern: 1 Oe \cong 6,5 mm

Abb. 3. Runde, Permalloyschicht mit Böschung am Rande, Typ A. Hystereseschleifen bei verschiedener Aussteuerung. Schichtdicke: 2400 Å. Zusammensetzung: 81% Ni, 19% Fe; $H_K = 4,1$ Oe. Der Übergang von der großen zur kleinen Koerzitivkraft erfolgt sprunghaft, während die mittlere Schleife mit der kleinen Koerzitivkraft stetig in die innerste, kleine Schleife übergeht. $H_{c1} = 0,67$ Oe, $H_{c2} = 1,1$ Oe

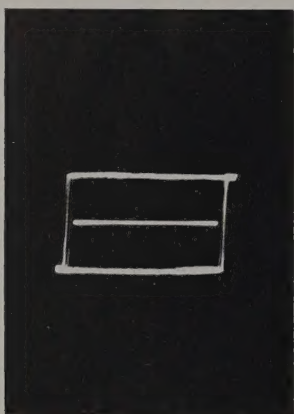


Abb. 4a

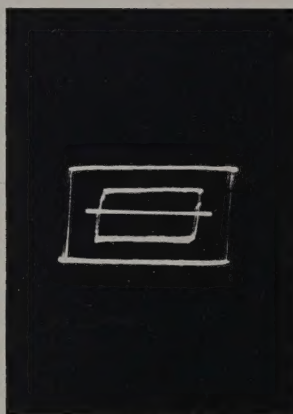


Abb. 4b



Abb. 5

Abb. 4. Runde Permalloyschicht mit Böschung am Rande, Typ B; Hystereseschleifen bei verschiedener Aussteuerung. Schichtdicke $d = 600$ Å; $H_K = 3,6$ Oe.

a) 50 Hz-Feld in der leichten Richtung. Die Schleife entsteht bzw. verschwindet sprunghaft bei $H_{c2}^* = 1,7$ Oe.
b) Zuerst Feldimpuls $H = 1,5 H_K$ in der schweren Richtung angelegt. Nach dem Ende des Impulses 50 Hz Wechselfeld in der leichten Richtung vorsichtig hochgeregelt. Die Schleife öffnet sich oberhalb $H_{c1}^* = 1,2$ Oe stetig bis zur vollen Höhe, klappt bei $H_c^* = 1,5$ Oe zusammen und öffnet sich wieder bei $H_{c2}^* = 1,7$ Oe wieder, und zwar sprunghaft

Abb. 5. Hystereseschleife einer Permalloyschicht mit quadratischem Querschnitt und Böschung am Rande; Zusammensetzung: 79% Ni; 21% Fe. Schichtdicke $d = 2300$ Å; $H_K = 5,2$ Oe; $H_c^{**} = 0,9$ Oe

(Abb. 4a) sprunghaft zu einer nahezu idealen Rechteckschleife, wenn die Feldstärkeamplitude einen kritischen Wert H_{c2}^* überschreitet. Die Höhe der Schleife entspricht dem Sättigungsfluß. Nach Umkehr der Prozedur bricht die Schleife bei $\hat{H} = H_{c2}^*$ wieder zusammen¹.

H_{c2}^* ist im allgemeinen größer als H_{c2} , die große Koerzitivkraft der dickeren Schichten (gleicher H -Maßstab in Abb. 3 und 4a).

¹ Dieser Effekt wurde früher schon an gewissen feldgeglühten Ferriten mit Perminvarcharakter beobachtet und dort als „Chapeau-claque-Effekt“ bezeichnet [7].

ist normal (Abb. 5), jedoch erhöht sich ihre Koerzitivkraft mit wachsender Aussteuerung kontinuierlich bis zu einem bestimmten Wert H_c^{**} , welcher oberhalb der kleinen und unterhalb der großen Koerzitivkraft der runden, böschungsbehafteten Schichten gleichfalls liegt².

Gibt man auf Schichten vom Typ B vor dem Anlegen des Wechselfeldes in der leichten Richtung ein

² Durch die zwei Sterne beim Koerzitivkraftsymbol H_c^{**} angedeutet, daß es sich um eine Schicht vom Typ C handelt, während alle Größen mit einem Stern sich auf Schichten vom Typ B und solche ohne Stern auf den Typ A beziehen.

Impuls, senkrecht zur Vorzugslage, der größer als die Anisotropiefeldstärke H_K , so öffnet sich die Schleife schon, wenn die Feldamplitude einen bestimmten Wert $H_{c1}^* < H_{c2}^*$ überschreitet. Es baut sich dann kontinuierlich eine Hystereseschleife mit abgerundeten Flanken auf (Abb. 4b). Hat sie ihre volle Höhe erreicht, so genügt ein sehr kleines zusätzliches Feld, und die Schleife bricht wieder zusammen, um sich erst wieder in der schon beschriebenen Weise zu öffnen, wenn die Feldamplitude den Wert H_{c2}^* überschreitet. Läßt man die Feldamplitude wieder allmählich abnehmen, so klappt die Schleife in der schon oben schon geschilderten Weise unstetig zusammen, wenn \hat{H} den Wert H_{c2}^* unterschreitet, ohne daß die Unterschleife von Abb. 4b wieder zutage tritt. Nach erneutem Anwachsen des magnetisierenden Feldes wird die innere Schleife nicht mehr gefunden. Das Wechselfeld muß erst abgeschaltet und ein neuer Impuls in der schweren Richtung angelegt werden, damit die innere Schleife wieder in Erscheinung treten kann. Die Flanken der inneren Schleife werden beim Anwachsen der Schleifenhöhe häufig etwas verändert, wodurch sich auch die Koerzitivkraft geringfügig erhöht.

Deutung der Beobachtungen

Unter dem Einfluß eines Feldes parallel zur leichten Richtung ändert sich die Magnetisierung in dünnen Permalloyschichten in erster Linie durch irreversible Wandverschiebungsprozesse. Diese können erst ablaufen, wenn an irgendwelchen Stellen der Schicht bereits in Feldrichtung magnetisierte Bereiche vorhanden sind. War die Schicht vor dem Anlegen des Feldes in der dem Feld entgegengesetzten Richtung vollständig gesättigt, so müssen die Bezirke, von denen aus die Barkhausen-Sprünge starten können, neu gebildet werden. Normalerweise entstehen diese Keime bei einem Feld H_n , welches kleiner ist als die Startfeldstärke der Barkhausen-Sprünge $\approx H_c^1$. Die Wandverschiebungen können dann immer starten, wenn das äußere Feld den Wert H_s überschreitet, unabhängig davon, ob die Schicht zuvor vollständig in der dem Feld entgegengesetzten Richtung gesättigt war oder nicht. Die im letzten Abschnitt beschriebenen Beobachtungen werden nun verständlich, wenn man im Gegensatz zu den obigen Feststellungen annimmt, daß für die Schichten mit Ummagnetisierung am Rande die Ungleichung $H_n > H_s$ gilt [8].

In diesem Falle kann nämlich ein irgendwo gebildeter Keim sofort irreversibel anwachsen, ohne daß das äußere Feld erhöht werden muß. Ist die Differenz $(H_s - H_n)$ hinreichend groß, so wird die einmal gestartete Wand auch durch die Inhomogenitäten des Schichtaufbaus sowie durch die mit der Flußumkehr verbundene Änderung des mittleren entmagnetisierenden Feldes nicht mehr gebremst. Folglich wird praktisch die ganze Schicht in einem einzigen Barkhausen-Sprung ummagnetisiert. Es ist dann auch ohne weiteres möglich, daß die Hystereseschleifen Haken zeigen, deren Steigungen größer sind, als auf Grund der Entmagnetisierung zu erwarten ist. Die beobachtete Koerzitivkraft dieser Schleifen (H_{c2} bzw. H_c^1) ist gleich der Keimbildungsfeldstärke H_n und

folglich größer als die Startfeldstärke der Barkhausen-Sprünge.

Wenn nun, wie im Falle der Schichten vom Typ A, beim Unterschreiten einer kritischen Aussteuerung, welche noch oberhalb H_{c2} liegt, wieder normale Hystereseschleifen auftreten, so muß man daraus schließen, daß alle Restbezirke erst durch ein dem Betrage nach größeres Feld vernichtet werden als es für die Neubildung von Keimen erforderlich ist. Die kritische Feldstärke hat also die Bedeutung einer Keimvernichtungsfeldstärke, die wir H_v nennen wollen, und es gilt für Schichten vom Typ A: $H_v > H_n > H_s$.

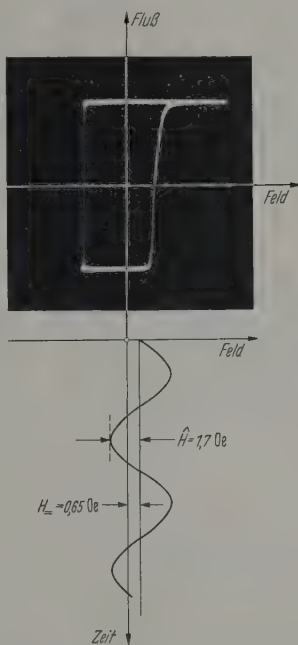


Abb. 6. Gleiche Schicht wie in Abb. 3, jedoch ein Gleichfeld $H_m = 0,65$ Oe in der leichten Richtung dem 50 Hz Wechselfeld mit der Amplitude $\hat{H} = 1,7$ Oe überlagert

Man kann nun dem Wechselfeld ein Gleichfeld H_m in der leichten Richtung überlagern, derart, daß gerade $|\hat{H} + H_m| > H_v$ und $|\hat{H} - H_m| < H_v$ ist. Dann werden während der positiven Halbwelle alle Keime vernichtet, so daß bei der negativen Halbwelle die Ummagnetisierung erst bei $\hat{H} = H_n$ starten kann, aber noch Restbezirke übrig läßt. Folglich muß in der positiven Halbwelle die Flußumkehr schon bei kleinerem (absolutem) Feld einsetzen als während der negativen Halbwelle, und man findet eine in bezug auf die B-Achse asymmetrische Schleife (Abb. 6). Diese Schleife wurde an der gleichen Schicht aufgenommen, wie die Schleifenschar von Abb. 3. Man erkennt auch deutlich die unterschiedliche Steilheit beider Schleifenflanken. Es wurde speziell noch $|\hat{H} - H_m| = H_n < H_v$ gewählt. Daher fehlt links der Schleifenast.

Bei den Schichten vom Typ B treten die schmalen Schleifen nicht auf. Folglich muß angenommen werden, daß $H_v^* < H_n^*$ ist. Unterschreitet die Amplitude des Wechselfeldes \hat{H} dann beim Entmagnetisieren den Wert H_n^* , so sind alle Restbezirke, welche als

¹ Es ist $H_s \approx H_c$, da es sich um Rechteckschleifen handelt.

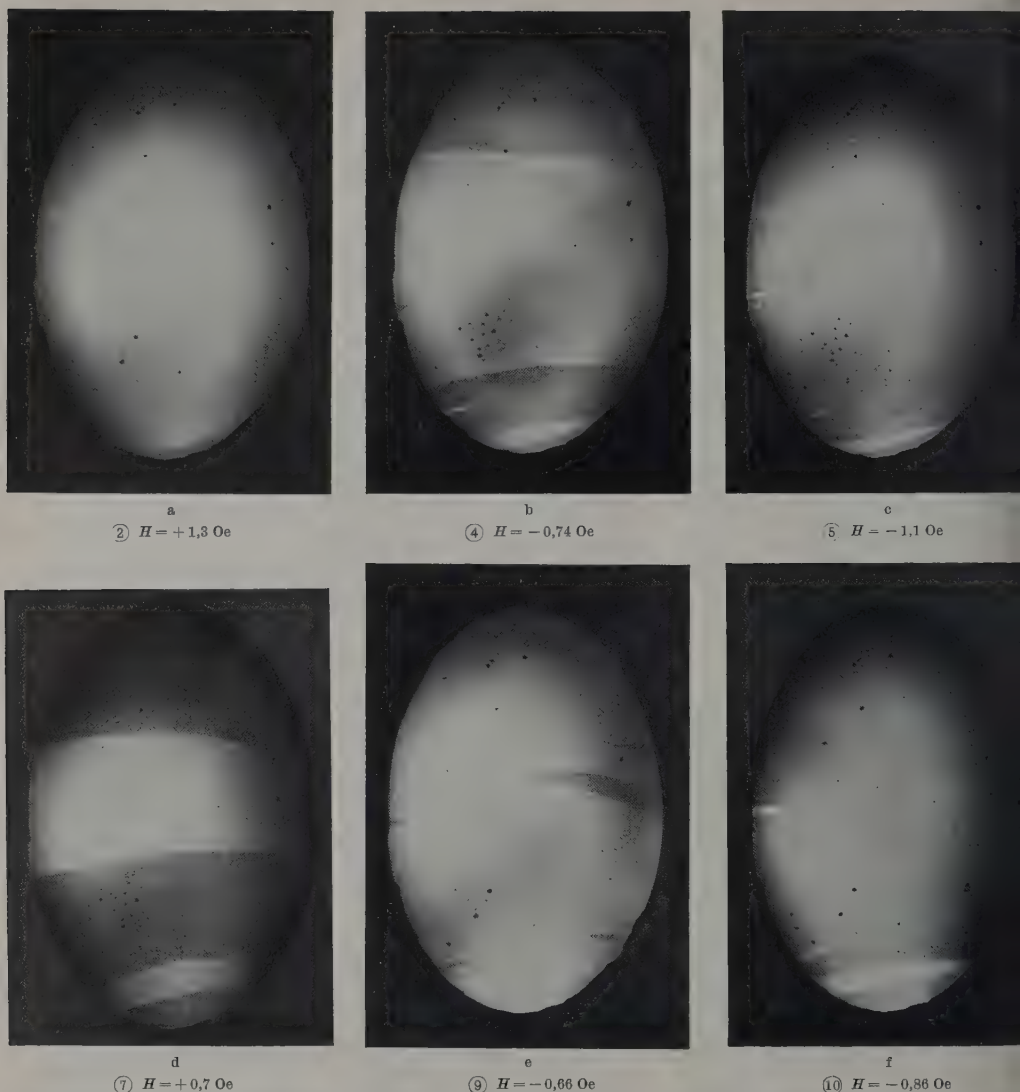


Abb. 7 a—f. Runde Permalloyschicht mit Böschung am Rande, Typ A; Veränderungen in der magnetischen Bezirksstruktur während eines bestimmten Magnetisierungszyklus (s. Abb. 7 g). Schichtdicke: $d = 1600 \text{ \AA}$; Zusammensetzung: 79% Ni; 21% Fe; die Bilder wurden im reflektierten Licht mit dem magnetooptischen Kerr-Effekte sichtbar gemacht

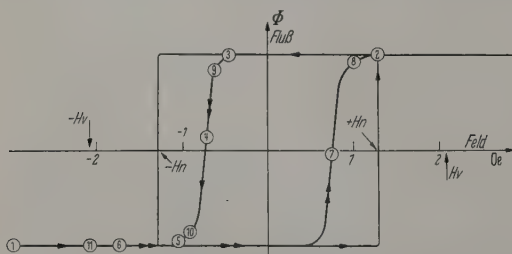


Abb. 7 g. Magnetisierungszyklus, in dessen Verlauf die Bezirksstruktur untersucht wurde

Keim wirken könnten, wegen $H_r^* < H_n^*$ von der letzten Halbwelle, die den Wert H_n^* überschritten hatte, zerstört worden, und der Fluß kann sich folglich nicht mehr ändern. Die Magnetisierung bleibt in jener

Richtung liegen, in der das Feld zuletzt größer H_n^* gewesen ist. Der Doppelstrich in Abb. 4a muß also eigentlich mit dem oberen oder unteren horizontalen Teil der Schleife zusammenfallen. Da aber verwendete Integrator die Gleichspannungskomponente nicht überträgt, verläuft der Doppelstrich durch den Koordinatennullpunkt.

Das in Abb. 4b gezeigte Verhalten der Hystereschleife bestätigt ebenfalls die Ungleichung $H_v^* < H_n^*$ für Schichten vom Typ B. Der Gleichfeldimpuls senkrecht zur leichten Richtung erzeugt, wie später gezeigt wird, im Inneren der Schicht Wände. Läßt man anschließend das Wechselfeld in der leichten Richtung anwachsen, so können sich diese Wände bewegen, wenn seine Amplitude den Wert H_s^* überschreitet. Wegen $H_s^* < H_n^*$ öffnet sich die Schleife schon unterhalb der ohne senkrechten Feldimpuls beobachteten

zitivkraft. Da sie aber schon bei $\hat{H} < H_{c2}^*$ zusammenbricht, folgt daraus, daß die Magnetisierungs-
e schon von einem Feld $\hat{H} < H_n^*$ vernichtet werden
damit $H_v^* < H_n^*$ ist.

Struktur der Weißschen Bezirke im Inneren der Schicht

Es sollen nun noch die Magnetisierungsvorgänge
er Schicht betrachtet werden, um den Mechanis-
der gefundenen Hystereseschleifen besser ver-
en zu können. Will man die Struktur der Weiß-
en Bezirke in der ganzen Schicht überblicken, so
nt man sie zweckmäßig mit den magnetooptischen
noden sichtbar. Infolge des Faraday- bzw. Kerr-
ktes erscheinen die entgegengesetzt magnetisierten
ische hell bzw. dunkel [9], [10]¹. Wegen der starken
orption des metallischen Permalloys läßt sich der
adaday-Effekt nur bei Schichten bis zu maximal
0 Å Dicke ausnützen. Bei dickeren Schichten muß
an im reflektierten Licht arbeiten. Der Kontrast
an jedoch so stark gemacht werden, daß alle Ver-
änderungen visuell zu verfolgen sind.

Die besonders interessierende Randzone wurde
als der Bitter-Technik getrennt untersucht [11].
tere eignet sich besonders zur Beobachtung kleiner
iete. Man kann hierbei stärker vergrößern als bei
magnetooptischen Methoden und außerdem auch
Grenzen jener Weißschen Bezirke sichtbar machen,
en Magnetisierung eine merkliche Komponente
recht zur Vorzugsrichtung hat. Dieser Fall kann
er Randzone wegen der Einfallswinkel-Anisotropie
treten.

Die Abb. 7a bis 7f veranschaulichen, wie sich die
agnetische Bereichsstruktur in einer Schicht vom
A verändert, wenn man einen bestimmten Magne-
erisierungszyklus durchläuft. Dieser ist in Abb. 7g
gestellt. Die einzelnen Zustände wurden in der
enfolge der dort angegebenen Zahlen durchfahren
dabei folgendes beobachtet: Kommt man von
vollständigen negativen Sättigung, so kehrt sich
Flußrichtung in einem einzigen Barkhausen-
ung um, welcher bei $H_{c2} = 1,3$ Oe abläuft, aber am
eren Schichtrand einen dunklen Restbezirk übrig-
st (Abb. 7a). Der Ausgangspunkt des Sprunges ist
wegen seiner großen Geschwindigkeit nicht festzu-
stellen. Schaltet man das Feld jetzt ab, polt um und
läßt es allmählich wieder größere Werte annehmen, so
bbachtet man, wie sich keilförmige Bezirke an den
seitlichen Schichträndern bilden, noch bevor der
Vrt $-1,3$ Oe erreicht wird. Von diesen starten
ungefähr bei 0,7 Oe ($\approx H_{c1}$) Barkhausen-Sprünge
(Abb. 7b), die aber erst dann die ganze Schicht durch-
laufen können, wenn das Feld noch weiter erhöht
wird (Abb. 7c). Es fällt auf, daß der ursprünglich
son vorhanden gewesene dunkle Bezirk am unteren
Schichtrand nicht anwächst. Selbst bei einem Feld
von $-1,3$ Oe sind noch die am linken Rand von
Abb. 7c zu sehenden keilförmigen Restbezirke vor-
handen. Der langgestreckte Bezirk von Abb. 7c
oben ist dann allerdings verschwunden. Von den

seitlichen Bezirken startet, wenn man das Feld nun
wieder positiv werden läßt, die Ummagnetisierung in
die positive Richtung (Abb. 7d), und zwar etwa beim
selben Betrag der Feldstärke, bei dem sie zuvor in
die negative Richtung erfolgt war. Dies geschieht,
obwohl jetzt eine andere Bezirksstruktur vorliegt.
Abb. 7e zeigt Keime für eine erneute Rückmagne-
tisierung in die negative Richtung kurz vor ihrem
Start, Abb. 7f die Restbezirke, nachdem der größte
Teil der Schicht in die negative Richtung umgeklappt
worden ist. Um alle diese Bezirke zum Verschwinden
zu bringen, muß ein Feld $H_v = 2,1$ Oe aufgebracht
werden.

Wiederholte Versuche an mehreren Schichten dieses
Typs haben ergeben, daß in der Regel die Ummagne-
tisierung nur dann bei großer Feldstärke H_{c2} abläuft,
wenn zuvor keine Bezirke in der neuen Richtung zu
finden waren. Sind dagegen schon irgendwelche Be-
zirke am Schichtrand vorhanden, so wird dadurch die
Ummagnetisierung erheblich erleichtert und nimmt,
wie bei den Schichten ohne Böschung, stets ihren
Ausgang von den keilförmigen Bezirken an den sei-
tlichen Schichträndern, merkwürdigerweise auch dann,
wenn sich der Restbezirk am oberen oder unteren
Schichtrand befindet. Durch sein bloßes Vorhanden-
sein erleichtert er offenbar die Bildung von seitlichen
Keimen, doch ist dafür immer noch eine größere Feld-
stärke notwendig als bei Schichten ohne Böschung
und gleicher Dicke. Dies läßt sich besser verstehen,
wenn man die magnetische Struktur der Randzone
vergrößert betrachtet (s. nächster Abschnitt). Zu-
nächst wollen wir noch auf die Bezirksstruktur der
Schichten vom Typ B eingehen.

Hier war es beim Magnetisieren in der leichten
Richtung überhaupt schwer, Bezirksstrukturen zu
finden. Meist wurde beobachtet, daß die Magneti-
sierung in einem großen Barkhausen-Sprung von einer
Sättigung in die andere überging, ohne daß der Aus-
gangspunkt der Magnetisierungsumkehr eindeutig
festzustellen war. Gelegentlich wurde ein schmaler
Bezirk von der Art des in Abb. 7a gezeigten am oberen
oder unteren Schichtrand gefunden, jedoch nicht die
seitlichen, keilförmigen Bereiche. An böschung-
freien Schichten vergleichbarer Dicke wirken dagegen
stets keilförmige Bezirke an der Seite als Ausgangs-
punkt der Ummagnetisierung.

Durch ein Feld senkrecht zur leichten Richtung
 $H_1 > H_k$ läßt sich jedoch eine Bezirksstruktur im
Inneren der Schicht aufbauen. Infolge der stets vor-
handenen örtlichen Anisotropie-Richtungsstreuung
dreht sich nämlich in einem Teil der Schicht die
Magnetisierung im Uhrzeigersinn, im anderen umge-
kehrt in die leichte Richtung ein, wenn man das senk-
rechte Feld abschaltet. Die Trennungslinie zwischen
beiden Bereichen ist dabei stark gefiedert [6] (Abb. 8a).

Durch ein anschließend angelegtes Feld $H_1 > H_{c1}$
parallel zur Vorzugsrichtung kann man diese Bezirks-
struktur schrittweise verändern (Abb. 8b). Macht
man das Feld nicht zu groß, verbleiben relativ große
Restbezirke. Wächst nun das Feld in umgekehrter
Richtung an, so vergrößern sich diese Restbezirke
in mehreren Barkhausen-Sprüngen, und zwar bereits
bei Feldstärken, welche weit unterhalb der ohne
Querimpuls gefundenen Koerzitivkraft H_{c2}^* liegen
(Abb. 8c, d). Die Bereichsgrenzen gelangen in die

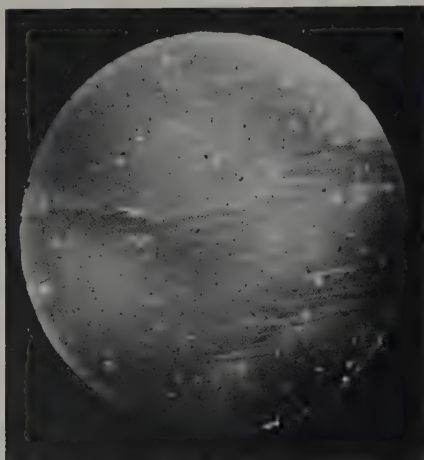
¹ Es erscheinen aber nur solche Bezirke, deren Magnetisie-
rung eine hinreichend große Komponente in Strahlrichtung hat.
Man muß daher die Schicht schräg zur Einfallrichtung des
Lichtes stellen, weswegen die Bilder kreisrunder Schichten ein
solches Aussehen haben.

Nähe des Randes, bevor noch das Feld die große Koerzitivkraft erreicht hat. Dort sind sie aber nicht stabil, sondern verschwinden sofort gänzlich.

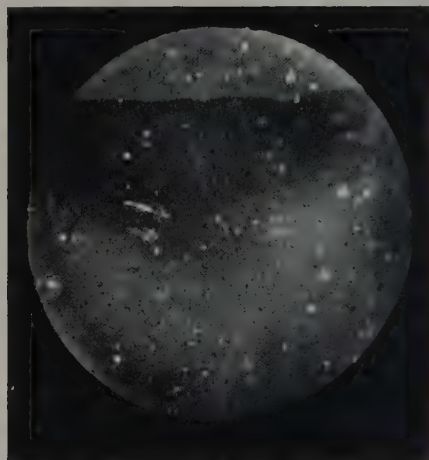
Die magnetooptisch gewonnenen Bezirksstrukturen bestätigen also die ursprüngliche Annahme, daß sich die Schichten vom Typ A von denen des Typs B

der Böschungszone, sondern nur etwa ein Drittel der Hälfte von dieser.

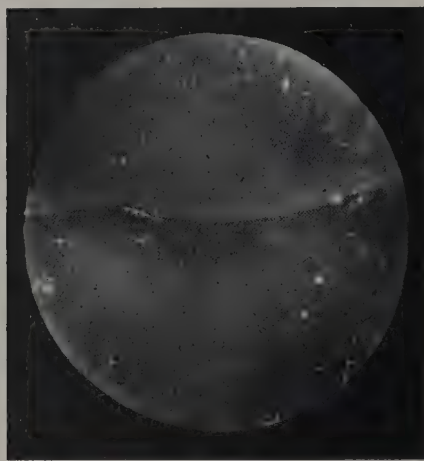
Abb. 9 gibt ein Beispiel für eine solche, von reichsgrenzen unterteilte Randzone. Wie man sieht, besitzen die Wände an den Stellen, wo sie nahezu parallel zur Vorzugsrichtung verlaufen, kurze Querschnitte.



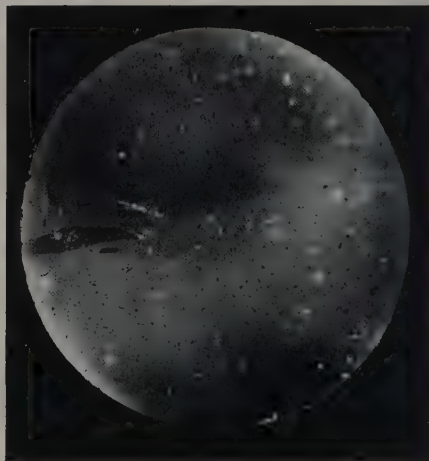
a



b



c



d

Abb. 8a—d. Weißsche Bezirke in einer runden Permalloyschicht mit Böschung am Rande, Typ B; mittels Faraday-Effekt sichtbar gemacht. Hystereseschleifen dieser Schicht s. Abb. 4b. a) Nach Abschalten eines Feldes $H = 1,5 H_K$ in der leichten Richtung. b) Anschließend Gleichfeld $H_1 = -1,1$ Oe in der leichten Richtung angelegt. c) Feld abgeschaltet, dann bis auf $H_2 = +1,2$ Oe gesteigert. d) Feld weiter bis auf $H_3 = +1,3$ Oe gesteigert.

vor allem dadurch unterscheiden, daß bei den ersten keimfähige Restbezirke wesentlich schwerer zu zerstören sind als bei den letzteren ($H_v > H_v^*$).

Bezirksstruktur am Schichtrand

Betrachtet man die Randzone mit der Bittertechnik, so findet man bei allen runden Schichten mit Böschung dort stets an allen Stellen Wände, welche parallel zum Rand verlaufen. Im einfachsten Fall ist es eine geschlossene, um die ganze Schicht herumlaufende Wand. Meist ist die Struktur jedoch viel komplizierter: An manchen Stellen eine Wand, an anderen gleich drei oder vier Wände, die dann plötzlich aufhören. Der Bereich, in dem diese mehrfachen Wände auftreten, umfaßt nicht die gesamte Breite

wände, sog. Cross-ties, in dichtem Abstand, nicht jedoch an den quer zur leichten Richtung verlaufenden Stellen. Lage und Zahl der Bereichsgrenzen am Rand hängen weitgehend von der magnetischen Vergangenheit der Schicht ab. Einmal gebildete Wände erweisen sich meist als sehr stabil und können selbst durch Felder, welche ein Vielfaches der Anisotropiefeldstärke betragen, nicht zum Verschwinden gebracht werden. Die einzig mögliche Art, solche Wände mit Feldern $H \leq H_K$ auszulöschen, ist die, weitere Wände zu erzeugen und diese in die bestehenden hineinzutreiben. Fast niemals wurde beobachtet, daß Wände aus der Randzone in die Schicht hineinwuchsen.

Es zeigte sich bisher, daß das Auftreten anomaler Hystereseschleifen großer Koerzitivkraft mit

Handensein umfangsparalleler Wände in der gesamten Randzone gekoppelt zu sein scheint. An quadratischen Schichten mit flachem Dickenabfall sind höchstens an den parallel zur Vorzugsrichtung verlaufenden Kanten randparallele Bereichsstrukturen gefunden, nicht aber an den dazu senkrechten Seiten. Das gleiche gilt für alle Schichten ohne Böschung.

Die Bereichsstruktur am Rande ist so vielfältig kompliziert, daß es schwer ist, aus ihr die Lage der Magnetisierungsvektoren zu bestimmen und dadurch Aufschluß über ihr Entstehen zu erhalten. Es sind noch sehr umfangreiche Untersuchungen notwendig. Am besten läßt sich das Zustandekommen der randparallelen Wände noch über die bereits erwähnte, parallel zum Rand verlaufende Einfallswinkel-Anisotropie in der Böschungszone verstehen. Bereiche, in denen die leichte Richtung stark verschieden ist, sind nämlich aus energetischen Gründen in der Regel durch schwer bewegliche Wände gegeneinander abgegrenzt. Auch ein starkes Ansteigen des Wertes der Anisotropie kann über die Vergrößerung der Koerzitivkraft dazu führen, daß Wände nicht in das Gebiet großer Anisotropie hineinlaufen können. Das ist allerdings noch, wieso bei den quadratischen Schichten nicht an allen Stellen des Randes Wände auftreten. Vielleicht ist dies die Folge eines stärkeren Einflusses am Rande.

Die von uns in der Randzone von Schichten mit Böschung beobachtete Bezirksstruktur ist anders, als die von BECKERMANN und BEHRNDT [12] an ähnlichen, im Aufdampfverfahren hergestellten Schichten gefunden wurde. Auch diese Autoren haben eine größere Koerzitivkraft beim Vorhandensein einer Böschung beobachtet, ebenso wie METHFESSEL, MIDDELHOEK und THOMAS [13]. Wahrscheinlich sind die Strukturunterschiede in der Randzone zwischen aufgestäubten und aufgedampften Schichten ebenfalls darauf zurückzuführen, daß sich bei letzteren infolge der höheren Temperatur und anderer Einfallswinkel beim Abbringen der Schicht keine nennenswerte Einfallswinkel-Anisotropie ausbilden kann.

Diskussion

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Einfluß der Böschung auf die Ummagnetisierung dünner Permalloyschichten dargelegt und dabei eine Reihe von Beziehungen zwischen Startfeldstärke, Keimbildungs- und Keimvernichtungsfeldstärke aufgestellt. Auf die physikalischen Vorgänge, welche diese Größenrelationen beeinflussen, wurde nicht eingegangen. Die Zahl der Effekte, die dabei eine Rolle spielen, ist sehr groß. Nach dem derzeitigen Stand der Untersuchungen ist es noch nicht möglich, das Gewicht der verschiedenen Einflüsse endgültig zu verteilen. Es würde auch über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen, sie alle ausführlich zu schildern und gegeneinander abzuwägen. Dies soll vielmehr gesamt zu einem späteren Zeitpunkt erfolgen, wenn weitere systematische Untersuchungen, namentlich die Schichtdickenabhängigkeit der gefundenen Effekte, abgeschlossen sind.

Wir wollen uns hier darauf beschränken, die vermutlich wichtigsten Faktoren kurz aufzuzählen und zu erläutern. Es sind dies:

1. Die Abhängigkeit der Wandenergie von der Schichtdicke am Ort der Wand.
2. Der Anstieg der Koerzitivkraft mit abnehmender Schichtdicke.
3. Starke Inhomogenitäten, namentlich der Anisotropie, am äußeren Schichtrand.
4. Die Homogenität des Schichtaufbaus im Inneren.
5. Das entmagnetisierende Feld.

Über Punkt 1 und 2 wurde schon von METHFESSEL, MIDDELHOEK und THOMAS eingehend berichtet.

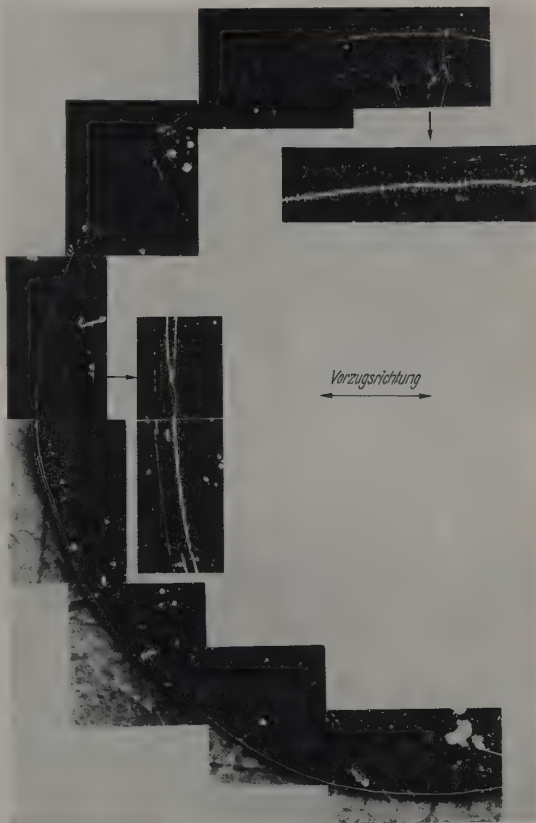


Abb. 9. Bloch-Wand in der Randzone einer runden Permalloy-Schicht mit Böschung. Schichtdurchmesser: 8 mm. Die Ausschnitte sind annähernd $3 \times$ so stark vergrößert wie das Hauptbild

tet [14]. Wie dort ausführlich beschrieben, durchläuft die spezifische Wandenergie bei einer kritischen Schichtdicke d_{krit} ein Maximum. Dieses ist durch den Übergang der Wandstruktur vom Bloch- zum Néel-Typ bedingt [15]. Das Maximum in der spez. Wandenergie kann auch zu einem Buckel in der Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivkraft führen (Abb. 10). Die Existenz eines solchen Buckels ist aber für die Aufweitung der Hystereseschleifen nicht unbedingt erforderlich, wie schon die Tatsache zeigt, daß die verbreiterten Hystereseschleifen auch bei Schichtdicken unterhalb 800 Å auftreten. Abb. 10 gibt den Verlauf der Koerzitivkraft bei fehlendem Dickengradienten wieder. Die Größe von H_c ist dabei näherungsweise unabhängig von der Bewegungsrichtung der Wand. Dort, wo ein merklicher Dickengradient

vorhanden ist, wird die Koerzitivkraft noch durch einen Zusatzterm verändert, der von der Bewegungsrichtung der Wand abhängig ist:

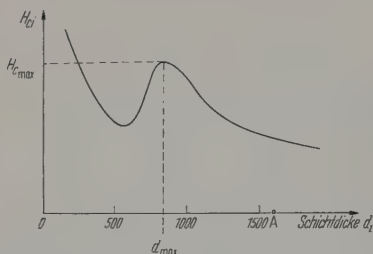


Abb. 10. Koerzitivkraft H_{ci} von Permalloyschichten als Funktion der Schichtdicke d_i (schematisch)

Beindet sich eine Wand in einem Dickenbereich unterhalb d_{krit} und wird sie in Richtung auf Gebiete kleinerer Schichtdicke bewegt, so vermindert sich dabei sowohl ihre Fläche als auch ihre spezifische Energie (s. Punkt 1), während beim Fortschreiten in umgekehrter Richtung sich beides erhöht, so daß aus der Wandbewegung im 1. Fall ein Energiegewinn resultiert, während im 2. Fall zusätzliche Energie vom Feld aufgebracht werden muß. In einem Dickenbereich oberhalb d_{krit} vermindert bzw. erhöht sich ebenfalls die Wandfläche, die spezifische Wandenergie dagegen ändert sich jetzt in umgekehrter Weise, allerdings wesentlich langsamer als unterhalb d_{krit} . Es ist also zu erwarten, daß die Erhöhung der spezifischen Energie erst bei Schichtdicken weit oberhalb d_{krit} zu einem Anstieg der gesamten Wandenergie mit abnehmender Schichtdicke führt. Schichten, bei denen dies auftritt, wollen wir daher vorerst ausschließen. Dann kann man von einer Art Anziehungskraft des Randes auf die Bereichsgrenzen sprechen. Dieser wirken die Inhomogenitäten¹ des Schichtaufbaus sowie das entmagnetisierende Feld entgegen.

Ist die Schicht — bis auf einige Restbezirke am Rande — homogen magnetisiert, so verläuft das entmagnetisierende Feld überall entgegengesetzt zur Magnetisierung im Inneren der Schicht. Es schwächt also ein äußeres Feld, das die Restbezirke vernichten will, während es ein umgekehrtes Feld, welches die Restbezirke wieder vergrößern möchte, verstärkt. Die Folge ist eine scheinbare Erhöhung bzw. Verminderung der örtlichen Koerzitivkraft am Rande, je nachdem ob die Wände in die Randzone hinein oder aus ihr heraus bewegt werden sollen. Die Größe des durch die Entmagnetisierung verursachten Zusatztermes zur Koerzitivkraft hängt bei gegebenem Schichtdurchmesser im wesentlichen nur von d_i , der Dicke im Inneren ab. Dagegen wächst der entgegengesetzt wirkende, vom Dickengradienten herrührende Zusatzterm mit steigendem Gradienten und abnehmender Schichtdicke am Ort der Wand. Es ist daher zu erwarten, daß er die Wirkung des entmagnetisierenden Feldes überwiegt, wenn sich alle Wände in einem Gebiet hinreichend kleiner Dicke befinden. Die Dicke d_0 , bei der sich die Wirkung beider Zusatzterme gerade aufhebt, kann nun entweder überhaupt nicht in der Schicht vorkommen, oder sie wird in der Böschungszone durch-

laufen. Im letzteren Falle wollen wir der Einfachheit halber annehmen, daß d_0 an allen Stellen des Randes gleich ist. Die zur Dicke d_0 gehörende (richtungsunabhängige) Koerzitivkraft $H_c(d_0)$ sei ebenfalls unabhängig. Steigt die Koerzitivkraft in der Böschungszone monoton mit abnehmender Schichtdicke an, so unter den obigen Annahmen die schmale in die Böschung über, wenn das äußere Feld größer als $H_c(d_0)$ wird. Dann befinden sich nämlich alle Wände schon in der Randzone, daß ein dem Betrage nach größeres Feld erforderlich ist, sie wieder herauszutreiben, als zuvor aufgewendet wurde, um die Wände in den Dickenbereich unterhalb d_0 zu bringen. Bei symmetrischer Aussteuerung — wie sie beim Aufzeichnen von Hystereseschleifen angewendet wurde — können dann keine Wände mehr aus der Randzone herauslaufen. Befanden sich welche im Dickenbereich $d > d_0$, so lange die Aussteuerung $\hat{H} < H_c(d_0)$ war, und genau diese Anlaß zu einer Hystereseschleife, so muß es zusammenbrechen, sobald $\hat{H} = H_c(d_0)$ geworden ist. Dies steht in guter Übereinstimmung mit unseren Beobachtungen an Schichten vom Typ B (Abb. 4b), wenn wir $H_0 = H_c(d_0)$ setzen.

Um das erneute Öffnen der Hystereseschleife bei noch größerer Aussteuerung erklären zu können, wird angenommen, daß bei $\hat{H} = H_n$ sich Keime im Inneren der Schicht bilden. Auf die Möglichkeit eines solchen Vorganges haben jüngst auch METZDORF, MITTELHOEK und THOMAS hingewiesen [13].

Die Größe der Keimbildungsfeldstärke H_n hängt in diesem Falle in erster Linie von den Inhomogenitäten im Inneren der Schicht und der spezifischen Wandenergie ab. Es ist zu erwarten, daß sie in der Regel größer ist als die dort vorhandene Koerzitivkraft H_{ci} . Sind Schichten genügend homogen, und ist dort die spezifische Wandenergie hinreichend gering, so ist es durchaus möglich, daß auch $H_n > H_0$ wird, wenn man Schichttyp B. Dann können die neu gebildeten Keime gleich irreversibel anwachsen, und ihre Grenze werden durch einen einzigen Barkhausen-Sprung in die Randzone gedrängt, und zwar in einen Dickenbereich unterhalb d_0 , aus dem sie dann nicht mehr zurücklaufen können. Eine Rückmagnetisierung muß sich wieder von Keimen im Inneren der Schicht ausbreiten und kann daher erst wieder stattfinden, wenn ein äußeres Feld den Wert $H_n > H_0 > H_{ci}$ überschreitet. Eine Schleife mit der Koerzitivkraft H_{ci} kann nicht mehr auftreten.

Ist $d_i < d_0$, so scheiden alle Wände, die in die Böschungszone eintreten, als Ausgangspunkte für eventuelle Rückmagnetisierung aus, und die Hystereseschleife verschwindet, wenn die letzte Wand in die Randzone eingetreten ist, ohne daß sich die Koerzitivkraft erhöht. Im Falle $d_0 < d_i$ ist eine stetige Erhöhung der Koerzitivkraft der inneren Schleife (Abb. 4b) bis auf den Wert $H_c(d_0) = H_0$ zu erwarten. Dieser wurde an den Schichten vom Typ B auch hin beobachtet, jedoch war dieser Anstieg nicht groß.

Für den Fall, daß die Koerzitivkraft am Rande nicht monoton ansteigt, sondern dort ein relatives Maximum durchläuft, ergeben sich etwas andere Verhältnisse, vorausgesetzt, die Höhe dieses Maximums ist größer als $H_c(d_0)$ ($H_{c,max} > H_c(d_0)$), und die ihm zugeordnete Dicke d_{max} liegt oberhalb d_0 . Dann kann man $H_0 = H_{c,max}$ setzen (s. auch [13]). Es kann dann

¹ Hier ist besonders die Streuung der Anisotropieorientierung zu erwähnen. MITTELHOEK hat bereits gezeigt, daß sie stark in die Koerzitivkraft eingeht [16].

wesentlich größer werden als beim Fehlen des Koerzitivkraftbuckels und dabei durchaus auch den Wert H_n überschreiten, wie beim Schichttyp A. Da der Buckel in der Dickenabhängigkeit von H_n nur bei dünnen Schichten auftreten kann, deren d_i einen Mindestwert überschreitet, ist es auch verständlich, wieso der Typ A nur bei dickeren Schichten gefunden wurde. Von der Zusatzterme zur Koerzitivkraft braucht der Buckel in H_c aber keineswegs bei der gleichen Lage zu liegen wie bei fehlendem Dickengradienten. Deshalb kann der Typ A durchaus bei größeren Schichtdicken d_i als 800 \AA in den Typ B übergehen. Der Typ A häufig beobachtete sprunghafte Übergänge von der kleinen zur großen Koerzitivkraft läßt sich durch die Wirkung der Zusatzterme erklären. Ein Sprung in H_c bei einer Aussteuerung $\hat{H} > H_c$ kann natürlich nur dann auftreten, wenn zwar die Koerzitivkraft für die Wandbewegung zum Rande anwächst, aber die Startfeldstärke für Barkhausen-Sprünge am Rand in das Innengebiet. Das ist nur möglich, wenn die Koerzitivkraft von der Richtung der Wandbewegung abhängige Zusatzterme enthält und diese Beträge nach an wenigstens einer Stelle des Randes mindestens gleich der halben Differenz $(H_{\text{ax}} - H_{ci})$ an diesem Punkt sind. Anderenfalls ist die Koerzitivkraft — wenigstens teilweise — negativ mit der Aussteuerung ansteigen.

Ein stetiger Anstieg von H_c mit der Aussteuerung ist die Regel bei den quadratischen Schichten. Bei ihnen dürfte das entmagnetisierende Feld wegen ihrer geringen Abweichung von der Ellipsoidform am Rande geringer sein als bei runden Schichten gleicher Dicke. Hier scheint wahrscheinlich überwiegt deshalb stets die Entmagnetisierung die Wirkung des Dickengradienten, so daß es kann keine „Keimvernichtung“ in dem weiter oben beschriebenen Sinn stattfinden. Die Magnetisierung startet — wie auch beobachtet — immer vom Rande, und zwar bei einem Feld, welches unterhalb der Keimbildungsfeldstärke im Inneren liegt, aber — wegen des H_c -Anstiegs in der Böschung — größer als die Koerzitivkraft im Inneren, H_{ci} , sein kann.

Zusammenfassung

Nach dem Verfahren der Kathodenzerstäubung wurden dünne Permalloyschichten mit flacher Böschung am Rande hergestellt. Runde Schichten zeigen in der leichten Richtung bei hinreichend großer Aussteuerung Rechteckschleifen, welche wesentlich breiter und besser ausgeprägt sind als die vergleichbaren Schichten ohne Böschung. Die Hystereseschleifen ändern sich sprunghaft, wenn man eine kritische Aussteuerung unterschreitet. Je nach Schichtdicke nehmen sie dann entweder die von böschungsfreien Schichten her bekannte Form an, oder sie entarten zu einem Stach. Dieses anomale Verhalten der Hystereseschleifen

Der Wert von 800 \AA für die Lage des H_c -Buckels wurde in [14] angegeben (s. Abb. 10).

schleifen resultiert aus der Tatsache, daß oberhalb der kritischen Aussteuerung H_n keine Magnetisierungskeime mehr aus der Randzone herauswachsen können. Die Ummagnetisierung muß daher im Inneren der Schicht starten. Dort ist die Bildungsfeldstärke H_n für Keime größer als die Koerzitivkraft H_{ci} . Einmal entstandene Keime können sich daher ungehindert über die ganze Schicht ausdehnen. Je nachdem, ob nun $H_n < H_v$ oder $H_n > H_v$ ist, erhält man bei kleiner Aussteuerung die normale Schleife oder sie entartet. In der Regel ist die Bedingung $H_n < H_v$ bei dickeren Schichten (oberhalb 1200 \AA), $H_n > H_v$ dagegen bei dünneren Schichten erfüllt.

Vermutlich wird die Keimbildung am Rande durch eine Anziehungskraft des Randes auf die Bereichsgrenzen erschwert, welche infolge der Schichtdickenabhängigkeit der Wandenergie auf solche Wände ausgeübt wird, die sich in genügend dünnen Teilen des Randes befinden. Um aus dem Inneren der Schicht dorthin zu gelangen, müssen die Wände jedoch erst Bereiche erhöhter Koerzitivkraft durchlaufen. Das Maximum der dort auftretenden Koerzitivkräfte ist die kritische Feldstärke H_v . Wird sie überschritten, so befinden sich alle Wände hinreichend weit in der Randzone, so daß die Ummagnetisierung von dort nicht mehr starten kann.

In der Böschungszone der runden Schichten verläuft parallel zum Rand stets ein System von Bereichsgrenzen um die ganze Schicht herum, das nur schwer zu vernichten ist. Als Ursache wird eine parallel zum Rand verlaufende Einfallswinkel-Anisotropie vermutet, welche dort zu starken Inhomogenitäten der Vorzugsrichtung Anlaß gibt.

Die randparallelen Wände fehlen bei den quadratischen Schichten. Dort wurde auch keine sprunghafte Vergrößerung der Koerzitivkraft bei einer kritischen Aussteuerung gefunden, sondern höchstens ein schwächeres, stetiges Anwachsen von H_c .

Literatur: [1] FRANCOMBE, M.H., and A.J. NOREIKA: J. Appl. Phys. **32**, 97 (1961). — [2] GAWERN, H.: Wird demnächst veröffentlicht. — [3] KNOER, T.G., and R.W. HOFFMANN: Phys. Rev. **113**, 1039 (1959). — [4] SMITH, D.O.: J. Appl. Phys. **30** (Suppl.) 264 S (1959). — [5] SMITH, D.O., M.S. COHEN and G.P. WEIS: J. Appl. Phys. **31**, 1755 (1960). — [6] FELDTEKELLER, E.: Z. angew. Phys. **13**, 74 (1961). — [7] v. KIENLIN, A.: Z. angew. Phys. **11**, 118 (1959). — [8] GOODENOUGH, J.B.: Phys. Rev. **95**, 917 (1954). — [9] REINER, L.: Z. Naturforsch. **11a**, 611 (1956). — [10] FOWLER, C.A., and E.M. FRYER: Phys. Rev. **100**, 746 (1955). — [11] ELMORE, W.C.: Phys. Rev. **62**, 486 (1942). — [12] BECKERMANN, M., and K.H. BEHRNDT: IBM-J. **4**, 198 (1960). — [13] METHFESSEL, S., S. MIDDELHOEK and H. THOMAS: J. Appl. Phys. **32**, 294 (1961). — [14] METHFESSEL, S., S. MIDDELHOEK and H. THOMAS: IBM-J. **4**, 96 (1960). — [15] NÉEL, L.: C. R. Acad. Sci., Paris **241**, 533 (1955). — [16] MIDDELHOEK, S.: Z. angew. Phys. **13**, 151 (1961).

Dipl.-Ing. JOSEF BRACKMANN, Dr. phil. W. KUSTERER und Dipl.-Phys. W. METZDORF, Wernerwerk für Bauelemente der Siemens & Halske AG., München 8

Aufbau und Wirkungsweise einer Strahlungsmeßanordnung zur Messung der Feinstruktur der Körperstrahlung des Menschen

Von WERNER KROEBEL und KURT VANSELOW

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 27. März 1961)

Seit die Verteilung der Temperatur über die Haut des Menschen stärkere medizinische Beachtung fand, ist daran gedacht worden, eine Haut-Thermometrie auf der Basis von Wärmestrahlungsmessungen zu entwickeln. Ausführliche Literaturangaben hierüber bis 1937 finden sich bei BÜTTNER [1]. BÜTTNER führte seine diesbezüglichen Messungen mit einer kleinen Oberflächenthermosäule durch, deren Elemente aus Manganin-Konstantan bestanden. Die Elemente wurden zur Absorption der Wärmestrahlung über einer Terpentinflamme beruht. Die Einstellzeit dieses Strahlungsempfängers war kleiner als 2 sec. Nach den Messungen von BÜTTNER beträgt die relative Strahlungszahl der menschlichen Haut für Temperaturstrahlung nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz in senkrechter Richtung $0,954 \pm 0,004$ des idealen schwarzen Körpers. Er gibt ferner an, daß die Strahlung aus höchstens einigen zehnteil Millimetern Hauttiefe noch einen Beitrag für die Gesamtstrahlung liefert. Bei ihm findet sich auch eine Kurve, die die Reflexionseigenschaften der Haut in Abhängigkeit von der Wellenlänge angibt. Aus dieser Kurve geht hervor, daß die Reflexion für Wellenlängen für $\lambda > 2 \mu$ angenähert konstant ist und ungefähr 6% beträgt.

Über die medizinische Anwendung der ganz nahe dem Sichtbaren gelegenen Ultrarotstrahlung durch die Ultrarot-Photographie gibt es eine umfangreiche Literatur [2], [3]. Es werden hierbei Ultrarotstrahlen, die vom Patienten reflektiert werden, photographisch festgehalten. Diese Arbeitsweise bedingt, daß nur die kurzwellige Ultrarotstrahlung entsprechend der spektralen Empfindlichkeit der Photopapiere verwendet werden kann. 1953 beschrieben SCHWAMM u.a. [4] bis [11] eine ultrarotempfindliche Meßanordnung, mit der die Strahlung verschiedener Körperpartien relativ zueinander gemessen werden konnte. Als wärmestrahlungsempfindliches Element verwendeten sie ein Bolometer. Die Wärmestrahlung wurde durch eine Sektorscheibe mit einer Frequenz von 12,5 Hz unterbrochen. Die dadurch am Bolometer entstehende Wechselspannung wurde verstärkt und nach Gleichrichtung durch ein Zeigerinstrument zur Anzeige gebracht. Die Einstellzeit betrug 3 sec. Zur Messung wurde das Gerät vor die jeweiligen Körperstellen gehalten, deren Strahlung gemessen werden sollte. Dieses Gerät ist auch von BUCHMÜLLER (1957) [12] verwendet worden. Nach den von BUCHMÜLLER gemachten Angaben läßt sich abschätzen, daß unter günstigsten Bedingungen noch ungefähr $\frac{1}{3}^{\circ}\text{C}$ aufgelöst werden konnte. Auf Grund seiner eigenen Versuche kommt BUCHMÜLLER zu dem Ergebnis, daß eine sichere diagnostische Aussage mit diesem Gerät nicht möglich ist, da Temperaturänderungen des Meßkopfes, in dem sich Bolometer und Sektorscheibe befinden, Einfluß auf Empfindlichkeit und Gesamtschlag des Gerätes haben. Diese Temperaturänderungen werden durch Eigenerwärmung bei einem Betrieb von mehr

als 5 min hervorgerufen. Die gleiche Meßanordnung wird auch von MANSTEIN und KELLER [13] (1960) genutzt.

SCHLEINZER [14], [15] hat für seine zahlreichen Untersuchungen der Verteilung der Hauttemperatur über die Körperoberfläche des Menschen an Gesunden und Kranken eine Meßapparatur benutzt, die für die Messung der Wärmestrahlung entwickelt wurde. Als Strahlungsempfänger diente eine mit flüssiger Luft zu kühlende und von PICK entwickelte Bleisulfidzelle. Wärmestrahlung zu dieser Zelle wurde mittels einer Sektorscheibe unterbrochen. Die Unterbrechungsfrequenz betrug 225 Hz, um Störungen durch Überwärmung der Netzwechselspannung auszuweichen. Der Verstärker war aus dem gleichen Grunde auf eine Bandbreite von etwa 30 Hz begrenzt. Zur Ausnutzung der hohen Strahlungsempfindlichkeit der Verstärkeranordnung war es notwendig, die Grundstrahlung zu kompensieren. Diese Kompensation erfolgte von Hand aus, was ihrem Betrage nach an einem Instrument abgelesen. Die Meßzelle befand sich an einer Vorrichtung, durch die sie in der Horizontalen quer in der Richtung der Längserstreckung eines darunterstehenden Patienten in konstantem Abstand von diesem zeilenweise und hergeführt werden konnte. Die Zeilenbewegung erfolgte automatisch. Sie geschah quer zum Patienten *kontinuierlich* und in der Längsrichtung *sprunghaft*, jeweils 1 cm oder wahlweise 2 cm an den Umkehrpunkten der kontinuierlichen Querbewegung. Auf diese Weise konnte die Wärmestrahlung von der Körperoberfläche eines Patienten, der auf dem Meßtisch lag, analog wie in der Bildtelegraphie als Bild punktförmig und zeilenweise abgetastet werden. Die Meßdauer einer Abtastung von Kopf bis zu den Füßen konnte wahlweise auf etwa 30 min oder etwa 1 sec eingestellt werden. Die hin- und hergehende Bewegung der Photozelle war mit dem Geber eines Fernzeigersystems gekoppelt. Mit dem zugehörigen Empfänger wurde diese Bewegung auf eine entsprechende Zeilen- und Herdrehung eines Spiegels übertragen. Über diesen Spiegel wurde das Licht einer punktförmigen Lichtquelle auf ein Spiegelgalvanometer auf einen etwa 12 cm breiten Registrierstreifen abgebildet. Der Vorschub des Registrierpapiers erfolgte sprunghaft durch ein magnetisches Relais. Es wurde über Kontakte an den Umkehrpunkten der Abtastbewegung der Zelle betätigt. Die Intensitätsverteilung der Körperstrahlung konnte auf diese Weise durch die Ausschläge des Spiegelgalvanometers mit seiner sehr kurzen Einschwingzeit von etwa 0,15 sec signalgetreu zeilenweise und heraufeinander aufgezeichnet werden.

NICOLAI [17] (1956) verwendet für seine Untersuchungen der Körperstrahlung des Menschen ebenfalls eine Bleisulfidphotozelle. Die Zelle wird in festem Kohlendioxid abgekühlt. Die Wärmestrahlung des Patienten wird durch eine Sektorscheibe mit einer Frequenz von 1000 Hz unterbrochen. Die an-

Photozelle gewonnene Wechsellspannung wird ähnlich wie bei KROEBEL mit einem Resonanzverstärker verstärkt. Die Wechsellspannung von der Photozelle ist jedoch unkompensiert und wurde auch nicht eingeregelt. Ihre Anzeige erfolgte durch eine Kathodenstrahlröhre. Die Abtastung war nicht automatisiert wie bei KROEBEL, sondern wurde von Hand bewerkstelligt.

Auch OSBORNE [18] (1957) verwendete Bleisulfid für die Registrierung von Wärmestrahlen. Das mußte wie bei SCHWAMM und NICOLAI mit der Hand vor die Körperstellen gehalten werden, die gemessen werden sollten. Die Ultrarotstrahlen wurden entweder durch die bekannten ultrarotdurchlässigen Kristalle gebündelt und durch Filter vom sichtbaren Licht getrennt, oder durch Germaniumlinsen gebündelt, die für sichtbares Licht undurchlässig sind und nur eine weitere Filterung erübrigen. Die Bandbreite war von 2 Hz bis 50 Hz einstellbar. Die Messung erfolgte ebenfalls mit Wechsellicht, das durch Totalreflexion über eine Sektorscheibe erzeugt wurde. Die Frequenz war 330 Hz. Als Antrieb für die Sektorscheibe diente ein Gleichstrommotor, für den eine Umlaufkontrolle vorhanden war, die die Drehungsgeschwindigkeit konstant hielt. In der Regel wird auch die Möglichkeit diskutiert, ohne Sektorscheibe zu arbeiten. In diesem Fall wird das Signal nach dem Vorverstärker periodisch unterbrochen. Diese Anordnung ist indessen erheblich unempfindlicher als die mit Sektorscheiben, da bei ihr das sehr starke niederfrequente Rauschen der Bleisulfidzelle voll zur Auswirkung kommt. Bei den Messungen mit Sektorscheiben wird selektiv verstärkt und in der üblichen Weise gleichgerichtet. Bei geeigneter Größe der Linsen und geeigneter Bandbreite können Temperaturänderungen von etwa $0,5^{\circ}\text{C}$ von Gegenständen aufgelöst werden, die bei jedem Wetter über mehrere Meilen entfernt sind. Die Angaben zur Beurteilung der erreichten Empfindlichkeit erklären sich aus der Entwicklung solcher Geräte für militärische Zwecke.

LAWSON (1956) [19], [20] und OVREBO u.a. [22] (1959) beschreiben ein Gerät, das sie Evaporograph nannten, und das zuerst für militärische Zwecke entwickelt wurde. Bei diesem Gerät wird die Wärmeentwicklung des Patienten über eine Optik auf eine Membran abgebildet. Diese Membran besteht aus einer einige μ dicken Nitrozellulosefolie, die auf der Innenseite mit goldschwarz geschwärzt ist. Auf beiden Seiten der Membran besteht der gleiche Unterdruck. Auf der bildabgewandten Seite ist die Membran dem Öldampf ausgesetzt. Druck und Temperatur sind so eingestellt, daß sich auf den kalten Stellen des Bildes auf der Membran Öl niederschlägt, während sich auf den von den Wärmestrahlen stärker erwärmten Stellen kein oder weniger Öl absetzt. Der Ölfilm ist sehr dünn. Er kann über die Erzeugung von Interferenzbildern durch weißes Licht in seiner Dickenverteilung sichtbar gemacht werden. Diese Dickenverteilung entspricht der Temperaturverteilung des Patienten. Die Bilder können farbig oder schwarz-weiß photographiert werden. Die Verwendung eines Films als Wärmestrahlungsempfänger wurde für Leuchtstofflampen, Naphthalin oder ähnliche Substanzen von CERNY [23] angegeben, der auf die Versuche von JERSCHKE (1840) zurückgreift.

1958 beschreibt LAWSON [21] ein weiteres ultrarotempfindliches Gerät mit der Bezeichnung Thermoscan. Auch dieses Gerät wurde für militärische Zwecke entwickelt. Die Wärmestrahlung des Patienten wird über einen sich drehenden Spiegel, der eine zeilenweise Abtastung des Patienten ermöglicht, und über eine feststehende Optik, bestehend aus Parabolspiegel und Planspiegel so abgebildet, daß auf die Empfangszelle nur Strahlung des Teiles des Patienten fällt, der gerade abgetastet werden soll. Die Strahlung wird vor der Zelle mit einer Sektorscheibe 1200mal pro Sekunde unterbrochen. Als ultrarotempfindliche Zellen werden Thermosäulen, Thermistoren oder, was sich als besonders günstig erwiesen hat, Indiumantimonidzellen verwendet, die sich hinter einem Saphirfenster befinden. Von der Sektorscheibe wird ein zweites zum ersten synchrones Signal gewonnen, das vermutlich zur Kompensation verwendet wird. Nach geeigneter Verstärkung wird das Signal dazu benutzt, die Helligkeit eines Lichtstrahles zu modulieren. Dieser Lichtstrahl wird durch eine geeignete Anordnung von der Rückseite des sich drehenden Spiegels abgelenkt und auf Photopapier geworfen. Auf diese Weise wird ebenfalls ein Bild der Temperaturverteilung am Patienten erhalten. Ein Körperbereich des Patienten von 30 cm mal 45 cm bei einer Entfernung von 1,05 m und einer Zeilenzahl von 90 Zeilen wird in 30 sec abgetastet. Bei dem Gerät von LAWSON kann die Lage des Temperaturbereiches auf der Temperaturskala und der Meßbereichumfang eingestellt werden. Um die Auswertung des Bildes zu erleichtern und es unabhängig von Filmeigenschaften, Entwicklungseinflüssen und der Alterung der Glühlampe zu machen, wurde der Temperaturbereich in acht Helligkeitsgrade eingeteilt, welches acht Schwärzungsgraden auf dem Photopapier entspricht. Bei Wahl einer Abtastzeit von 30 sec je Zeile, wobei eine Zeile 0,6 cm breit und 45 cm lang ist, kann noch $0,01^{\circ}\text{C}$ aufgelöst werden. Ein nach dem gleichen Prinzip arbeitendes Gerät, als Thermograph bezeichnet, wird von OVREBO u.a. [22], [24] (1959) beschrieben.

Die Erfahrungen von SCHLEINZER und KROEBEL hatten gezeigt, daß die Temperaturverteilung über der Körperoberfläche des Menschen in zwei Anteile aufzuspalten ist. Der eine davon bezieht sich auf die Temperaturunterschiede größerer Körperabschnitte, so z.B. auf das Temperaturgefälle vom Kopf über die Brust, den Bauch zu den unteren Extremitäten. Hierbei handelt es sich um grobe Temperaturdifferenzen von 10 bis 20°C , die bereits mit unempfindlichen Meßeinrichtungen erfaßt werden können. Der andere Anteil betrifft demgegenüber Temperaturdifferenzen, die bereits zwischen dicht benachbarten Oberflächenbereichen zu finden sind und die Existenz einer Feinstruktur der Temperaturverteilung über die gesamte Körperoberfläche anzeigt. Ihre Temperaturdifferenzen erstrecken sich nur bis zu etwa $0,6^{\circ}\text{C}$. Sie zu verfolgen ist medizinisch von besonderem Interesse. Das verlangt eine Meßapparatur, die erlaubt, die Messung und Aufzeichnung dieser Feinstruktur der gesamten Körperoberfläche von der der Grobstruktur mit ihren Temperaturdifferenzen bis zu etwa 20°C zu trennen. Denn nur auf diese Weise ist es möglich, die Feinstruktur mit der vollen Verstärkerempfindlichkeit zu messen und damit genügend aufzulösen. Dabei ist von besonderer Bedeutung, daß die Aufnahme einer

Temperaturverteilung über den ganzen Körper nicht viel länger dauern darf, als etwa 10 bis 15 min, da vor allem Kranke längere Meßzeiten nicht vertragen. Das verlangt ein vollautomatisiertes Abtastungs- und Aufzeichnungsverfahren und eine hohe Registriergeschwindigkeit.

Für die Lösung dieser Aufgabe sind die bisher bekannt gewordenen und oben beschriebenen Methoden

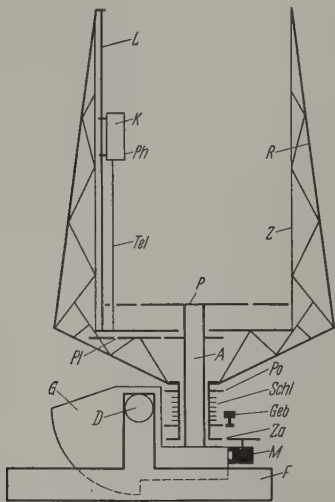


Abb. 1. Mechanische Ausführung der Abtastapparatur zur Registrierung der Wärmestrahlungsverteilung über den menschlichen Körper

und Geräte nicht geeignet. Hierfür mußten neue Wege beschritten werden. Sie wurden gemäß einem Plan gefunden, den KROEBEL entworfen und mit VANSELOW realisiert hat. Es ist eine Weiterführung und

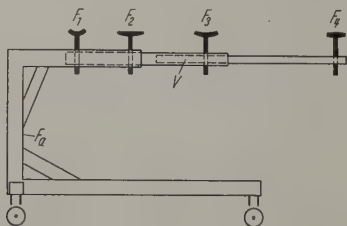


Abb. 2. Spezialliege für den Patienten bei Horizontallage der Zylinderachse des rotierbaren Zylinders Z der Abb. 1. F_1 bis F_4 Auflageflächen mit Schaumgummipolsterung

Fortführung des 1959 beschriebenen Gerätes [25]. Bezüglich hier nicht beschriebener Einzelheiten, wird daher auf die Arbeit von 1959 verwiesen.

Der mechanische Teil der neuen Anlage ist in Abb. 1 wiedergegeben. Er besteht aus einem Zylinder Z einer Höhe von 2,40 m mit einem Innendurchmesser von 1,20 m. Zu seiner mechanischen Verfestigung wird er von sechs symmetrisch um den Umfang verteilten und stark verstreuten Rohrgestängen R getragen. Mit diesem ist er um eine feststehende Achse A rotierbar. Der Antrieb erfolgt über einen Elektromotor M über eine Zahnradkupplung Za. Die feststehende Achse A trägt ein Podest P. Auf ihm steht bei den Messungen die Versuchsperson. Das Podest ist durch eine in der Abbildung nicht gezeigte verschließbare Tür im Zylinder betretbar. Der Zylinder

mit der feststehenden Achse A kann um eine D-achse D geschwenkt werden. Damit gelangt er in Lage, in der die Zylinderachse horizontal zu liegen kommt. In diesem Fall wird der Patient bzw. Versuchsperson auf einer speziellen, weiter unten beschriebenen Liege in den Zylinder hineingebracht. Zum Ausgleich der Drehmomente beim Kippen des Zylinders in die horizontale Lage ist bei G ein Gewicht angebracht. Dadurch ist die Drehung der Senkrechten in die Waagerechte mit geringer Kraft möglich. Über die Drehachse D ruht die Apparatur auf einem festverankerten schweren eisernen Fuß F.

Die Bleisulfidphotozelle Ph befindet sich mit ihrem Vorverstärker in einem Kasten K an einer Leitspindel L. Die Leitspindel wird über ein Planetengetriebe Pl bei der Rotation des Zylinders so gedreht, daß der Kasten mit der Photozelle bei jeder Umdrehung um 1 cm in der Höhe verschiebt. Die Drehrichtung ist frei wählbar. Auf diese Weise wird die strahlungsempfindliche Zelle spiralförmig um den zu untersuchenden Patienten herumgeführt. Die Stromzuführungen folgen über ein dehnbares Telefonkabel Tel zum Kasten K.

Der Zylinder Z besteht aus Aluminiumblech wegen seiner guten Wärmeleitungseigenschaften zur Sicherung einer gleichmäßigen Temperatur der Zylinderinnenwand. Zur Verhinderung von Selbstaufheizung des Patienten über eine Spiegelung seiner Wärmestrahlung an der Zylinderinnenwand, ist diese mit schwarzem Papier ausgekleidet. Das hat zudem den Vorzug, daß ein gewisses Quantum an Streustrahlung von außen her zugelassen werden kann.

Für die Erzielung reproduzierbarer und geometrisch möglichst unverzerrter Strahlungsverteilungen über den Körper, hat es sich als notwendig erwiesen, Patienten so zu fixieren, daß die Zylinderachse durch die Mitte des Kopfes und der Brust geht. Zu diesem Zweck sind bei senkrechter Zylinderachse zwei feste Stangen von der Zimmerdecke zum Podest heruntergeführt, an denen der Patient einen festen Halt finden und seine dadurch fixierte Lage während der Messung beibehalten kann. In Fällen, in denen die unteren Körperpartien nicht interessieren, kann der Patient auf einen Hocker zu sitzen. Für die Messung in horizontaler Zylinderachsenlage befindet sich der Patient auf einer Liege. Sie ist eigens für diesen Zweck angefertigt worden und genügt einer Reihe von Bedingungen. Ihre Konstruktion geht aus Abb. 1 hervor. Die verschiedenen Auflageflächen F_1 bis F_4 sichern ein bequemes Liegen. Da bei einem Durchschnitt von 0,02 kg pro cm² die Gefäße des Rückens betreten, eingeeignet und bei 0,4 kg pro cm² verschlossen werden müssen die gesamten Auflageflächen für einen 70 kg schweren Menschen mindestens 3500 cm² betragen. Zur gleichmäßigen Druckverteilung ist es notwendig, eine zweckentsprechende Verteilung der Auflageflächen zu geben. Diese ergibt sich aus der Verteilung der Schwerpunkte der einzelnen Körperabschnitte. Sie wurden einer Dissertation von H. SCHMIDT [26] über die Mechanik des Liegens entnommen. Die Auflageflächen der Liege nach Abb. 2 wurden nach diesen Ergebnissen von SCHMIDT für Kopf, Schulterblatt, Gesäß und Füße berechnet. Die Auflagen wurden aus Aluminiumblech gefertigt und dem Körper anmodelliert. Als Au-

ne Schaumgummi verwendet. Die einzelnen Auf-
flächen sind auf einem Vierkantrohr *V*, s. Abb. 2,
einander zueinander angebracht. Ihre Höhe kann
einstellt werden. Dadurch ist eine An-
stellung an alle vorkommenden Körpergrößen mög-
lich. Am Kopfende wird das Vierkantrohr mit seinen
Abflächen mit dem Fahrgestell *Fa* derart ver-
bunden, daß zwischen Vierkantrohr und Fahrgestell
ein freier Raum für den rotierenden Zylinder bleibt.
Die obere Teil der Liege ist bei gekipptem Zylinder
von oben her in den Zylinder hineinzufahren. Das
Kippen des Vierkantrohres wird hierbei an einer be-
stimmten Stelle des Podestes *P* (s. Abb. 1) im Zylinder
verankert, daß der Patient geometrisch richtig zu-
geordnet kommt und die Liege außerdem fest verankert
ist. Das Kippen des Zylinders läßt sich von Hand in
einigen Sekunden durchführen. Für die beiden Stel-
lungen „Liegen“ und „Stehen“ sind Rasten ange-
bracht. Die Umdrehungsgeschwindigkeit des Zylinders
kann für 3 sec und 9 sec gewählt werden. Hierzu
ist sich am Motor eine Gangschaltung. Eine
genaue Körperabtaugung über eine Höhe von 1,50 m
kann dann in dem einen Fall 7,5 im anderen 22,5 min.
Die Zuführung der Versorgungsspannungen zum
Verstärker und zur Photozelle im Kasten *K*
(s. Abb. 1), sowie die Rückführung der Signalspan-
nungen vom Vorverstärker zum Hauptverstärker er-
folgt über eine entsprechende Anzahl von Schleifringen
auf. Zur Unterdrückung von Kontaktstörungen wer-
den diese Spannungen über mehrere parallele ge-
schaltete Schleifer über die Schleifringe zu- bzw. abge-
führt. Durch den Geber *Geb* eines Fernzeigersystems
ist die jeweilige Höhenlage der Photozelle im Zylinder
einen Fernzeigerempfänger zur Vorschubbewegung
des lichtempfindlichen Registrierpapiers übertragen.
Der Papiervorschub erfolgt kontinuierlich. Die je-
weilige Höhenlage ist zudem an einer Trommel der
Registrieranlage ablesbar. Nach jeweils zehn Um-
drehungen wird außerdem ein Lichtsignal zur Mar-
kierung der Höhenlage zum Registrierstreifen frei-
gegeben.

Die Übertragung der Winkellage der Photozelle
an einer festgelegten Mittelstellung erfolgt durch einen
in dem rotierenden Lager der Achse *A* über den
Schleifringen *Schl* angebrachten und kreisringförmig
angeführten Potentiometer *Po*, s. Abb. 1. Das
Potentiometer ist aus zweimal 600 Widerständen zu-
sammengesetzt, die an Kontakte angelötet sind, über
die ein Abnehmer schleift. An dem Potentiometer
liegt eine Spannung von 70 V. Die vom Potentio-
meter abgegriffene Spannung dient zur Horizontal-
lenkung des Kathodenstrahls einer Braunschen
Röhre *Br* im Verstärkerhauptteil, s. Abb. 5. Die
Signalspannungen werden den senkrecht ablenkenden
Platten dieser Röhre zugeführt. Zur Kompensation
des kontinuierlich ablaufenden Registrierstreifenvor-
schubs, wird eine Teilspannung der horizontal wir-
kenden Ablenkspannung mit derjenigen Polrichtung
auf die senkrecht ablenkenden Platten gegeben, daß
die Wärmestrahlungsregistrierung senkrecht über hori-
zontal untereinanderliegende Basislinien erfolgt, wie
das die Abb. 7 und 9 zeigen. Jeder derartigen Basis-
linie entspricht ein Photozellenumlauf um den ver-
messenen Körper. Zur genügenden Trennung auf-
einanderfolgender Linien voneinander wurde die Über-
tragung vom Geber des Fernzeigersystems auf den

Empfänger für einen Maßstab von 1:2 ausgelegt. Da-
durch entsprechen 2 cm Vorschub auf dem Registrier-
papier 1 cm Höhenänderung der Photozelle.

Wie oben ausgeführt, wird die von einer Quelle *Qu*
ausgehende Wärmestrahlung von einer Bleisulfid-
zelle aufgenommen (s. Abb. 3). Zur Begrenzung der
Strahlrichtung von *Qu* und damit zur Beschränkung
der von der Photozelle empfangenen Strahlung auf
eine begrenzte Fläche der Quelle *Qu* liegt vor der
Zelle *Ph* ein Blendensystem *Bl* mit einer Blend-
öffnung von 6 mm. Es befindet sich mitsamt der
Zelle in einem mit Steinwolle wärmeisolierten und
mit fester Kohlensäure abzukühlenden Kasten. Die
Wärmeisolation mit der möglichen Einfüllmenge an

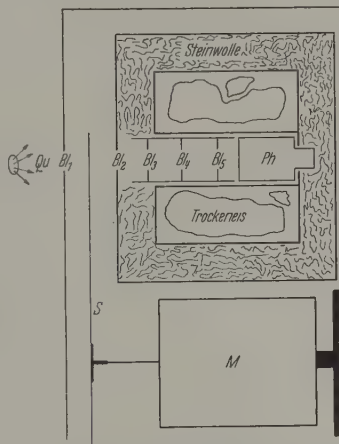


Abb. 3. Photozellenanordnung mit Sektorscheibenunterbrecher. *Qu* Wärmequelle, *S* Sektorscheibe, *M* Synchronmotor, *Bl* bis *Bl*₅ Blendensystem, *Ph* Bleisulfidzelle

fester Kohlensäure reicht für einen fünfstündigen Be-
trieb aus. Durch die Kühlung der Blende wird zudem
erreicht, daß kein Wasserdampf bis zur Zelle vor-
dringen und sich dort niederschlagen kann. Eine Be-
reifung und damit ein Dichtsetzen des Blendenein-
ganges kann durch konstruktive Maßnahmen durch
Herbeiführung einer günstigen Luftströmung vor der
vordersten Blendeneinrichtung verhindert werden. Wegen
des starken Rauschens von Bleisulfidzellen bei tiefen
Frequenzen, wurde Wechsellicht und ein selektiver
Verstärker zur Signalverstärkung benutzt. Das Wech-
sellicht entsteht durch Rotation einer Sektorscheibe *S*,
die durch einen Synchronmotor *M* angetrieben wird.
Die Unterbrecherfrequenz beträgt 1200 Hz. Die Am-
plitude der Widerstandsänderung der Zelle durch
dieses Wechsellicht hängt somit von der Differenz der
Strahlungsintensität der Quelle *Qu* und der von den
Zähnen der Sektorscheibe ausgehenden Strahlungs-
intensität ab. Um Intensitätsschwankungen von den
Zähnen der Sektorscheibe möglichst gering zu machen,
sind die Zähne der Sektorscheibe hochglanzpoliert
und verspiegelt. Die Reststrahlung entspricht dann
einer wesentlich geringeren Temperatur als die Sektor-
scheibe tatsächlich hat.

Die Strahlungsintensität von den einzelnen Zähnen
der Sektorscheibe ist indessen auch durch polieren
und verspiegeln nicht genügend konstant zu erhalten.
Dies bewirkt eine Störmodulation der von der Zelle
gelieferten Signalspannungen. Um sie zu unter-
drücken, wurde die Drehzahl der Scheibe auf 50 Hz

festgelegt. Dadurch kommt die tiefste Frequenz dieser Störmodulation auf 50 Hz zu liegen. Mit einer Festlegung der Bandbreite des selektiven Verstärkers auf etwa 30 Hz kann diese Störung mithin weggeseiht werden. Die gewählte Bandbreite reicht indessen für die Wiedergabe der höchsten Modulationsfrequenz der abgetasteten Strahlung noch aus. Denn bei einer Umdrehungsperiode des Zylinders von 3 sec bzw. 9 sec bei einem Patienten mit einem Leibesumfang von etwa 100 cm, bei einer angestrebten Auflösung der Wärmestrahlungsverteilung von 1 cm in der Abtastrichtung, beträgt die kürzeste Abtastzeit 0,03 bzw. 0,09 sec. Das entspricht einer höchsten Modulationsgrundfrequenz der Photozellensignale von 16,5 bzw.

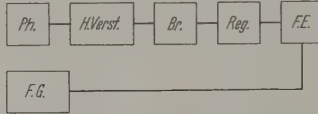


Abb. 4. Prinzipschaltbild der Registriereinrichtung grobschematisch: Ph. Photozelle mit Vorverstärker im Kasten K. Der Abb. 1. H. Verst. Hauptverstärker mit Braunschauer Röhre Br. Reg. Registrierkassette mit lichtempfindlichen Registrierpapier, FG Fernzeigergenerator zur Übertragung des Zellenkastenvorschubes längs der Leitspindel L der Abb. 1 auf den Fernzeigerempfänger F.E., der den Registrierstreifenvorschub besorgt

5,5 Hz. Bei einer Bandbreite des Verstärkers von etwa 30 Hz kann daher im ersten Fall noch die erste Oberwelle, im zweiten sogar noch die sechste wiedergegeben werden.

Das Maximum der Wärmestrahlung eines schwarzen Körpers, dem die Wärmestrahlung der Haut nahezu entspricht, liegt bei einer Wellenlänge von etwa $9,5 \mu$.

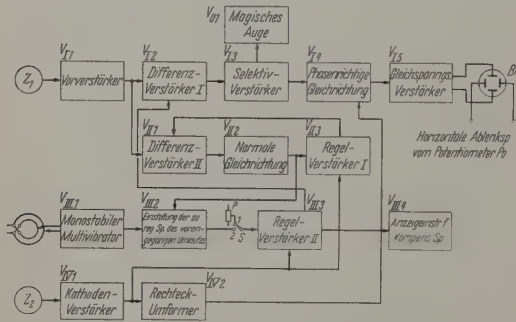


Abb. 5. Prinzipschaltbild des elektrischen Teiles

Der Bereich, in dem die Photozelle wesentlich empfindlich ist, erstreckt sich jedoch zwischen einer Wellenlänge von $2,5$ und 4μ . Mit der Zelle wird somit nur der kurzwellige Anteil der Wärmestrahlung des Körpers erfaßt. Die Absorption der Körperstrahlung durch Wasserdampf und Kohlensäure, die Banden bei Wellenlängen von $3,15 \mu$, $2,66 \mu$, $2,03 \mu$ und $4,25 \mu$, $2,69 \mu$, $2,77 \mu$ und $3,28 \mu$ haben, ist bei den gewählten Abständen zwischen Strahlungsquelle und Photozelle wegen der dadurch gegebenen dünnen absorbierenden Schichtdicken so gering, daß die Messungen durch Absorption nicht störend beeinflusst werden können.

Um an der Photozelle ein möglichst günstiges Verhältnis von Nutzspannung zu Rauschspannung zu erhalten, wurde der mit der Photozelle in Reihe zu schaltende Widerstand unter Berücksichtigung von Zellenwiderstand, von schädlicher Kapazität und von dem von der Größe des Widerstandes abhängigen

Widerstandsrauschen berechnet. Daraus ergab ein günstigster Arbeitswiderstand von etwa $1/10$ Photozellenwiderstandes. Für die benötigten Widerstände wurden extrem rauscharme ausgesucht.

Nach den eingangs gemachten Ausführungen über die Feinstruktur der Temperaturverteilung über die Hautoberfläche durch Temperaturschwankungen von etwa $0,6^\circ \text{C}$ um eine Grundtemperatur von etwa bis 35°C gegeben. Durch die beschriebene Anordnung entspricht wie oben ausgeführt der Signalamplitude der Photozelle der Unterschied der Strahlungsintensität einer Wärmestrahlungsquelle (Abb. 3) und der von den spiegelnden Zähnen der Torscheibe verbleibenden Reststrahlung. Die Signalamplitude der Zellenwiderstandsänderung spricht hierbei nach den ausgeführten Messungen Temperaturdifferenz von etwa 20°C .

Das erfordert die oben bereits erwähnte Kompensation des Grundpegels um die Feinstruktur mit der Verstärkerempfindlichkeit messen zu können. Kompensation geschieht durch eine Schaltung Hauptverstärkers der Abb. 4, die in der Abb. 5 schematisch wiedergegeben ist. In ihr bedeutet Z_1 die Photozelle und V_{11} den mit im Kasten K der Abb. 1 untergebrachten Vorverstärker. Die Signalamplitude von V_{11} gelangt im Hauptverstärker an den Eingang eines Differenzverstärkers V_{12} . In ihm wird die fragliche Grundamplitude kompensiert. Die Differenzspannung wird durch Gewinnung einer zweiten Signalamplitude über eine Zelle Z_2 , die von einer schwachen Glühlampe als Hilfslichtquelle durch eine gleichgroße Sektorscheibe bestrahlt wird, wie die Zelle Z_1 . Wird diese Zelle Z_2 mit der Hilfslichtquelle so angeordnet, daß an ihrem Ausgang eine Spannung der Zelle Z_1 in der Phase um 180° verschobene Wechselspannung entsteht, dann ist die Differenzspannung eine Kompensationsspannung gewonnen. Die Durchführung der in der Amplitude streng konstanten Signalamplitude von der Photozelle Z_2 zum Differenzverstärker V_{12} erfolgte über einen Regelverstärker V_{13} . Seine Ausgangsspannung kann in der Stellung des Schalters S durch eine im Potentiometer P eingestellte Gleichspannung in den erforderlichen Größen von Hand aus willkürlich eingestellt werden. Am Ausgang von V_{12} bleibt dann nur noch eine Wechselspannung der Differenzamplitude übrig. Durch die nachfolgende Verstärker nicht mehr gesteuert werden bei Einstellung auf volle Empfindlichkeit. Die so erhaltene Signalamplitude wird im selektiven Verstärker V_{13} weiter verstärkt. Ihre Amplitude kann zusätzlich an einem magischen Auge V_{01} abgelesen werden.

Um unterscheiden zu können, ob die von der Zelle Z_1 herrührende Signalamplitude größer oder kleiner als die von Z_2 herrührenden sind, wird in der Schaltung eine phasenrichtige Gleichrichtung der Signalamplitude durchgeführt. Dies geschieht durch Überlagerung der Eingangsspannung von V_{13} in V_{14} mit einer mäanderförmigen Spannung gleicher Frequenz, aus der die Signalamplitude der Zelle Z_2 in V_{12} gewonnen wird. Am Ausgang von V_{14} wird damit eine positive oder negative Gleichspannung erhalten, je nach der Signalamplitude von Z_1 größer oder kleiner ist als die von Z_2 .

Die so erhaltenen Signalamplituden werden in einem nachfolgenden Gleichspannungsverstärker

ärkt und den senkrecht ablenkenden Platten-
an der Braunschen Röhre Br zugeführt. Liegt
an den horizontal ablenkenden Plattenpaaren
vom Potentiometer Po (s. Abb. 1) abgegriffene
Spannung, dann wirkt auf diese Weise die
Spannung als Funktion der Winkellage der
Zelle und damit in Abhängigkeit vom abge-
strahlten Körperstrahlungsort auf dem Registrierstreifen
von links nach rechts und zeilenweise untereinander
aufgezeichnet. Die Einstellung des Zeilenbeginns
wird auf eine bestimmte Körpersenkrechte ist
möglich wählbar. Bei Untersuchungen der Feinstruktur
der Körpervorderseite ist es zweckmäßig für
Einstellung die durch die Wirbelsäule festgelegte
Senkrechte zu benutzen.

Für die Kompensation eines Temperaturgrund-
niveaus zur Aufnahme der Feinstruktur der Tempera-
turenteilung bei voller Verstärkerempfindlichkeit, ist
zweckmäßig, eine Kompensationsspannung zu ver-
wenden, die etwa den Mittelwert der Temperatur-
verteilung jeweils eines Zellenumlaufes entspricht.
Jeder Mittelwert kann jedoch erst nach erfolgter Ab-
tastung bekannt sein. Für eine Automatisierung der
Kompensationseinstellung müßte daher so vorge-
gangen werden, daß der bei der Abtastung einer Zeile n
erhaltene Mittelwert jeweils zur Kompensationsein-
stellung für die Abtastung während des nächstfolgen-
den Umlaufes $n+1$ dient. Wie die Erfahrung zeigt,
ist der Strahlungsunterschied dieses Mittelwertes bei
jeder Abtastung eines Umlaufes bis zum nächstfolgen-
den das ist im Abstand von jeweils 1 cm, genügend
gering, um eine Übersteuerung des Verstärkers zu ver-
meiden und damit eine genügende Temperaturauf-
nahme für die Feinstrukturmessung erreichen zu kön-
nen. Zur Realisation der angegebenen Automatisie-
rung der Gegenspannungseinstellung für den Differenz-
verstärker V_{12} über V_{III3} wird zunächst der
Schalter S in die Stellung 2 gebracht. Am Ausgang
von V_{III2} muß dann eine Spannung vorhanden sein,
die den Regelverstärker V_{III3} in der gewünschten
Richtung steuert. Sie wird aus den durch V_{II1} , V_{II2}
und V_{III3} bestehenden Verstärker nach Gleichrichtung
der Signalspannungen in V_{II2} durch eine Mittelwert-
bildung V_{III2} erhalten. V_{III1} ist hierbei ein Differenz-
verstärker analog wie V_{12} , dessen Eingangsspannung
von Vorverstärker V_{11} über einen Regelverstärker
kompensiert wird. Die hierzu erforderliche phasen-
richtige Kompensationsspannung wird ebenso dem
Ausgang des Kathodenverstärkers V_{IV1} entnommen,
indies für die Schalterstellung 1 des Schalters S und
des Differenzverstärker V_{12} weiter oben erläutert
werden ist.

Die Kompensation in V_{III1} erfolgt jedoch in der
Weise, daß die über den Regelverstärker V_{III3} an V_{III1}
zugeführte Gegenspannung vom Kathodenver-
stärker V_{IV1} für alle vorkommenden Fälle an der
Stelle der Differenzbildung stets kleiner ist, als die
von der Zelle Z_1 herrührenden Signalspannungen.
Durch kann auf die für den Verstärkerkanal 1 er-
forderliche phasenrichtige Gleichrichtung, wie sie in
Abb. 5 geschieht, für die Gleichrichtung in V_{II2} verzichtet
werden. Denn dort können dann nur gleichgerichtete
Signalspannungen gleichbleibender Polung auftreten.
Sie dienen zur Amplitudenregelung der von V_{IV1} in
den Verstärker Gegenspannung für den Differenz-
verstärker V_{III1} . Die am Ausgang von V_{II2} erhaltenen

Regelspannungen sind damit zugleich ein Maß für
die Signalspannungen am Eingang von V_{III1} . Sie
werden an der Stelle A dem Gitter der Kathodenver-
stärkerröhre III einer Verstärker- und Schaltungs-
anordnung zugeführt, die in Abb. 6 wiedergegeben
worden ist. Im Kathodenkreis der Röhren 3
und 5 befindet sich eine Röhre 4, die von deren Gitter-
spannung eines aus den Röhren 1 und 2 gebildeten
monostabilen Multivibrators gesteuert wird. Der
monostabile Multivibrator seinerseits wird von Signa-
len getriggert, die gemäß dem in Abb. 6 abgebildeten
Impulsschaltbild durch Differentiation aus der vom
Schleifringpotentiometer Po an den Eingang E_1 bzw.
 E_2 herangeführten Ablenkspannung erhalten werden.
Eine Aufspaltung in zwei Eingänge E_1 und E_2 ist hier-
bei nötig, weil vom Potentiometer Po symmetrische
Ablenkspannungen abgenommen werden, und dadurch
je nach der Drehrichtung des Zylinders der Abb. 1 der

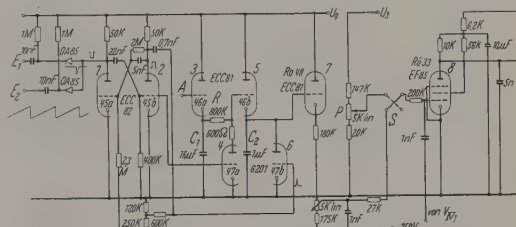


Abb. 6. Teilschaltbild der automatischen Kompensationsanlage

für den monostabilen Multivibrator erforderliche nega-
tive Triggerimpuls nur aus der jeweils ansteigenden
Ablenkspannung gewonnen werden kann.

Der monostabile Multivibrator ist auf eine Impuls-
dauer von etwa 15 sec eingestellt. Während dieser
Zeit ist die Röhre 4 gesperrt, womit der zu Beginn
dieses Zeitintervalls über dem Kondensator C_1 im
Kathodenkreis der Röhre III erreichte Spannungs-
wert fixiert und an das Gitter der Röhre 5 übertragen
wird. Die Röhre 5 ist wiederum ein Kathodenver-
stärker, der seinen Gitterspannungswert auf den Katho-
denkondensator C_2 überträgt und während des Zeit-
intervalls nach dem negativen Impuls bis zum Auf-
treten des Nächststen wegen Sperrung der Röhre 5
für diese Zeit festhält. Die Spannung von C_2 wird
dann über einen weiteren Kathodenverstärker 7 und
über den Schalter S (s. Abb. 5 und 6) dem Regelver-
stärker V_{III3} (s. Abb. 5) zugeleitet, der durch die
Röhre 8 in Abb. 6 gebildet wird.

Außerhalb des Zeitintervalles des negativen Imp-
ulses am Gitter der Röhre 4 hat dieses Kathoden-
potential. Dadurch liegt dem Kondensator C_1 wäh-
rend dieser Zeit, das ist während der ganzen Abtast-
periode, der Widerstand R nach Erde parallel. C_1 und
 R bilden dann ein Zeitkonstantenglied, über dem sich
während eines Umlaufs ein Spannungsmittelwert ein-
stellt. Er wird somit bei Sperrung der Röhre 4 in der
beschriebenen Weise an den Regelverstärker 8 für
die PegelEinstellung während der nächstfolgenden Ab-
tastperiode weitergegeben. Damit C_2 für eine nächst-
folgende Abtastzeile auch auf geringere Spannungs-
werte eingestellt werden kann, muß der Kondensator
 C_2 am Ende der Zeile entladen werden. Dies geschieht
durch ein Differenzglied von der Anode der Röhre 2
abgeleiteten positiven Nadelimpuls über die Röhre 6.

Mit dem beschriebenen Gerät sind zahlreiche Untersuchungen an Modellen und Versuchspersonen durchgeführt worden. In Abb. 7 ist das Ergebnis eines Modellversuches dargestellt. Bei ihm wurden

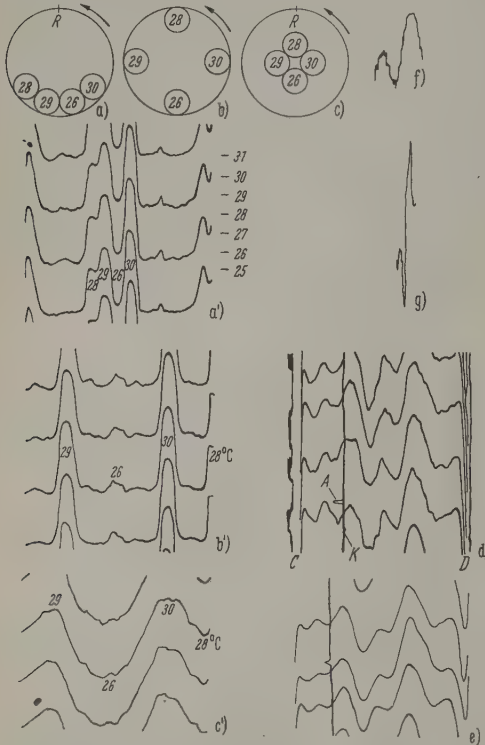


Abb. 7. Registrierkurven von durchgeführten Messungen. *a–c* Messungen an vier kreisrunden Töpfen, die einen Durchmesser von 10 cm haben. Die Temperaturen der Töpfe waren: 28, 29, 26 und 30° C. *d–g* Messungen an Patienten unter verschiedenen Bedingungen

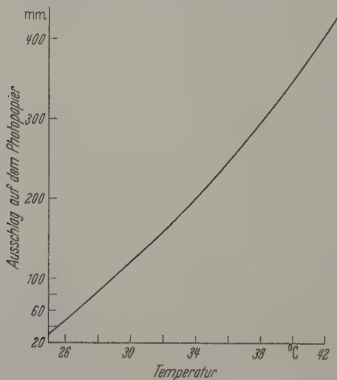


Abb. 8. Die Eichkurve gibt die Größe des Ausschlags des Lichtpunktes auf dem Photopapier in Abhängigkeit von der Temperatur der Strahlungsquelle an

vier schwarze Töpfe als Strahlungskörper verwendet. Sie wurden auf dem Podest *P* (s. Abb. 1) in drei verschiedenen Lagen aufgestellt, um den Einfluß der Geometrie darzustellen und die erreichte Auflösung wiederzugeben, wie sie für die Geometrie und Wärmestrahlung erreicht wird. Die gewählten Aufstellungen sind den Abb. 7*a–c*, die erhaltenen Registrierungen

Abb. 7*a'–c'* zu entnehmen. Wegen der großen wählten Temperaturdifferenzen wurden die Messung bei geringer Verstärkung durchgeführt. Es sind jeweils vier aufeinanderfolgende Wiederholungsmessungen zur Darstellung gebracht worden. Die Abbildungen zeigen deutlich den zu erwartenden Einfluß der Geometrie und die gute Reproduzierbarkeit der Strahlungsmessungen. Bei Verwendung praktischer schwarzer Körper, können die Ausschläge in Temperaturgraden geeicht werden. Die Eichkurve ist in Abb. 8 wiedergegeben. Bei den Messungen war Drehgeschwindigkeit des Zylinders auf 9 sec pro Umlauf eingestellt.

Die Abb. 7*d* gibt eine entsprechende Messung einer Versuchsperson wieder. Hierbei war in einer Höhe von 11 cm über dem Bauchnabel gemessen worden. Der Zellenkasten blieb bei allen Umläufen gleicher Höhe. Die Empfindlichkeit wurde $2\frac{1}{2}$ mal groß gewählt, wie in den Abb. 7*a'–c'*. Die Drehgeschwindigkeit betrug wieder 9 sec pro Umlauf. Das erhaltene Ergebnis demonstriert wieder die Reproduzierbarkeit. Die Kurve *K* zeigt durch ihren Abstand von der linken Registrierstreifenbegrenzung den Verlauf bzw. die Größe des Grundpegels, auf den während der Abtastung über einen Umlauf jeweils die Basis der Feinstrukturmessung automatisch eingeregelt wurde. Sie ist ebenfalls in Temperaturgraden geeicht. Die Werte werden dem Regelverstärker V_{III3} (Abb. 1) entnommen und in V_{III4} angezeigt. Auf diese Weise ist sowohl die Grob- wie auch die Feinstruktur der Temperaturverteilung aus den Registrierungen zu entnehmen. Der Ausschlag bei *A* Abb. 7*b* dient der Höhenmarkierung der Zelle.

Zum Vergleich zeigt Abb. 7*e* eine Wiederholung der gleichen Messung bei einer Drehgeschwindigkeit von 3 sec pro Umlauf. Die Kurven sind in diesem Fall glatter und zeigen, daß gewisse Feinheiten verloren gehen. Das Charakteristische der Feinstrukturverteilung ist jedoch noch erhalten geblieben. In beiden Bildern 7*d* und *e* sind die starken Ausschläge bei *C* und *D* durch die oben beschriebenen Standversuche verursacht, die zur Lagifizierung der Versuchsperson dienen. Sie erlauben eine gute Orientierung für die geometrische Auswertung der erhaltenen Registrierungen.

In Abb. 7*f* wurde 11 cm über Bauchnabelmittle der linken Brustwarzenlinie bis etwa zur rechten Brustwarzenlinie abgetastet. Die Versuchsperson stand in der Mitte des Zylinders. Der Photozellenkasten hatte dabei von der Körperoberfläche einen Abstand von 30 cm. Der Zylinder wurde mit der Hand ganz langsam gedreht, um alle etwa vorhandenen Feinheiten mitzubekommen. In Abb. 7*g* wurde dieselbe Körperstelle abgetastet, jedoch bei einer Entfernung von etwa 3 cm zwischen dem Photozellenkasten *K* und Körperoberfläche. Da auf dem Photopapier waagrecht die Winkeldrehung des Zylinders aufgeschrieben wird, ist in 7*g* die Kurve kürzer als in 7*f*. Die Amplitude bei 7*g* ist doppelt so groß wie bei 7*f*, da hier eine größere Empfindlichkeit gewirkt wurde. Die Kurven unterscheiden sich indessen in ihrem Verlauf selbst nicht. Daraus ergibt sich, daß eine größere Auflösung an Oberflächenelementen notwendig ist.

In Abb. 9 ist eine Messung an einer Versuchsperson wiedergegeben, für die der Körperabschnitt von e

bis etwa 31 cm über Bauchnabelmitte gemessen werden. Die Lufttemperatur im Zylinder war dabei auf 27° C eingestellt worden. Diese Einstellung muß für jede Person so vorgenommen werden, daß sie weder friert noch schwitzt. Die Temperatureinstellbarkeit muß über mehrere Grad Celsius möglich sein. Es ist für jede Versuchsperson gesondert zu ermitteln, in jahreszeitlich verschiedenen. Liegt die Lufttemperatur nicht in dem gekennzeichneten Bereich, so treten Hautgefäßveränderungen, Hauttemperaturabweichungen auf, die nicht reproduzierbar sind und auch nicht als Normalzustand betrachtet werden können.

In Abb. 9 sind einige Angaben zur Orientierung der abgetasteten Körperpartien eingetragen. Die starken Ausschläge links und rechts rühren von den erwähnten Stangen her. Die Versuchsperson stand mit dem Rücken gegen diese. Der Abstand der Stangen betrug 8 cm. Die Grobtemperatur ist wieder von oben nach unten geschrieben. Bei jedem Umlauf des Zylinders wird auf ihr ein kleiner Ausschlag erzeugt (A 1, A 2, A 3, A 4 usw.), um eine Zuordnung von Temperaturkurve und der während der Abtastung der nächsten Zeile wirksamen Kompensationsspannungen zu ermöglichen. Zur Orientierungserleichterung wird nach zehn Umläufen ein größerer Ausschlag auf dieser Kurve erzeugt. Er dient gleichzeitig zur Höhenmarkierung. Außerdem können über eine Handtaste auch

Ausschläge für Markierungszwecke erzeugt werden, die die Unterscheidung von den anderen größer sind.

Die erhaltenen Resultate wurden mit denen mittels eines mit einem Thermoelement als Strahlungsempfänger gewonnenen verglichen. Zur Durchführung eines solchen Vergleiches wurden im Brennpunkt eines Hohlspiegels von blankpoliertem Aluminium vier Lötstellen einer Thermosäule angeordnet. Die anderen Stellen wurden außerhalb des Strahlenganges auf konstanter Temperatur gehalten. Die Achsen beider Strahlungsempfänger wurden auf dieselbe Körperstelle der Versuchsperson gerichtet. Zur Verstärkung der Thermostrome diente ein Gleichspannungsverstärker [27]. Um bei dieser Anordnung eine Abtastung zu ermöglichen wurde die Versuchsperson gedreht. Die Drehgeschwindigkeit war der Zeitkonstanten des Thermoelements angepaßt. Der Vergleich, der auf diese Weise einmal mit der beschriebenen

Apparatur und zum anderen mit den Thermolementen erhaltenen Kurven zeigten gute Übereinstimmung.

Zusammenfassung

Es wird eine Meßanordnung beschrieben, mit der es möglich ist, die Strahlungstemperatur der Körperoberfläche des Menschen bezüglich ihrer geometrischen Verteilung durch eine zeilenweise Abtastung zu registrieren. Mit der Apparatur können sehr gut reproduzierbare Aufzeichnungen über die Feinstruktur der Temperaturverteilung über die Körperoberfläche erhalten werden. Die Messungen wurden mit einer Bleisulfidzelle in einem Wellenlängenbereich von etwa $\lambda = 2,5 \mu$ bis 4μ durchgeführt. Die Apparatur erlaubt eine Trennung der Grobtemperaturverteilung, die sich über etwa 15 bis 20° erstrecken kann, von der der Feinstruktur, die einen Bereichsumfang von nur etwa 0,6° C aufweist. Es können hierbei noch Temperaturdifferenzen bis zu 0,02° C angezeigt werden. Die Abtastung ist automatisiert und erfolgt spiralförmig um den Strahler mit einem Windungsabstand von 1 cm. Die Einrichtung kann auf zwei Drehgeschwindigkeiten eingestellt werden. Bei der einen erfolgt eine Umdrehung in 3 sec, bei der anderen in 9 sec. Eine Abtastung über eine Höhe von 150 cm dauert daher in einem Fall $7\frac{1}{2}$, im anderen $22\frac{1}{2}$ min.

Die Arbeit wurde im Institut für Angewandte Physik der Universität Kiel durchgeführt. Dem Herrn Ministerpräsidenten Kai-Uwe von Hassel des Landes Schleswig-Holstein haben wir für die Zurverfügungstellung beträchtlicher finanzieller Hilfen vielmals zu danken.

Literatur: [1] BÜTTNER, K.: Strahlentherapie 58, 345 (1937). — [2] CLARK, W.: Photography by infrared. New York: John Wiley & Sons, Inc. 1946. — [3] United States Technical Information Division: Infrared in relation to skin and underlying tissue, a bibliography prepared by U. FLECK, Library of Congress, Washington, D.C. 1952. — [4] SCHWAMM, E., u. J.-J. REEH: Hippokratès 24, 737 (1953). — [5] SCHWAMM, E., u. J.-J. REEH: Erfahrungsheilk. 3, H. 4 (1954). — [6] SCHWAMM, E.: Erfahrungsheilk. 3, H. 7 (1954). — [7] SCHWAMM, E., u. J.-J. REEH: Erfahrungsheilk. 3, H. 8 (1954). — [8] SCHWAMM, E., u. E. HARTMANN: Erfahrungsheilk. 4, H. 2 (1955). — [9] SCHWAMM, E.: Erfahrungsheilk. 4, H. 11/12 (1955). — [10] SCHWAMM, E.: Erfahrungsheilk. 8, H. 6 (1959). — [11] REINSTORFF, E.: Erfahrungsheilk. 9, H. 12, 572 (1960). — [12] BUCHMÜLLER, K.: Dtsch. Gesundheitsw. 12, 743 (1957); 13, 485 (1958). — [13] MANSTEIN, B., u. H. KELLER: Med. Klin. 45, 2002 (1960). — [14] PICK, H., u. R. SCHLEINZER: Dtsch. Arch. klin. Med. 201, 286 (1954). — [15] SCHLEINZER, R., u. E. LOERBROCK: Dtsch. Arch. klin. Med. 201, 292 (1954). — [16] PICK, H., u. R. SCHLEINZER: Dtsch. Arch. klin. Med. 201, 286 (1954), besonders S. 289. — [17] NICOLAI, L.: Pflügers Arch. ges. Physiol. 263, 439, 447, 453 (1956). — [18] OSBORNE, W. E.: Electronics, Oct. 1, p. 155—157 (1957). — [19] LAWSON, R. N.: Canad. Med. Ass. J. 75, 309 (1956). — [20] LAWSON, R. N.: Canad. Services Med. J. 13, 517 (Sept. 1957). — [21] LAWSON, R. N.: Canad. Med. Ass. J. 79, 402 (1958). — [22] ØYREBO, P. J., R. E. SAWYER, R. H. ØSTERGREN, R. W. POWELL und E. L. WOODCOCK: Proc. Inst. Radio Engrs. 47, 1629 (1959). — [23] CZERNY, M.: Z. Physik 53, 1 (1929). — [24] Kurzmittelteilung: Naturw. Rdsch. 13, 445 (1960). — [25] KROEBEL, W., u. K. VANSELOW: Z. angew. Phys. 11, 19 (1959). — [26] SCHMIDT, H.: Beiträge zu unseren Kenntnissen über die Mechanik des Liegens. Med. Diss. der Univ. Münster i. W. 1952. — [27] KROEBEL, W.: Z. angew. Phys. 5, 286 (1953).

Professor Dr. WERNER KROEBEL und Dr. KURT VANSELOW,
Institut für angewandte Physik der Universität Kiel

Streulichtmessungen an bearbeiteten (110)-Steinsalzoberflächen

Von FRITZ ASSELMAYER und HERMANN WALTER

Mit 15 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. Januar 1961)

I. Einleitung

Die Eigenschaften polierter Steinsalz-Einkristalloberflächen hängen in hohem Maße von der thermischen Behandlung ab. Polierte, ungetemperte Oberflächen sind sehr empfindlich gegen den Angriff von Wasserdampf und trüben sich nach kurzer Einwirkungszeit. F. ASSELMAYER [1] konnte zeigen, daß die Empfindlichkeit der Oberflächen wesentlich zurückgeht, wenn sie vor dem Einwirken des Wasserdampfes bei etwa 400 bis 500° C getempert werden.

H. RAETHER [2] hat diese Eigenschaften der polierten und getemperten Steinsalzoberflächen mittels Elektronenbeugung und Elektronenmikroskop untersucht. Gemäß den Ergebnissen seiner Arbeit wird beim Polieren einer Steinsalz-Einkristalloberfläche der

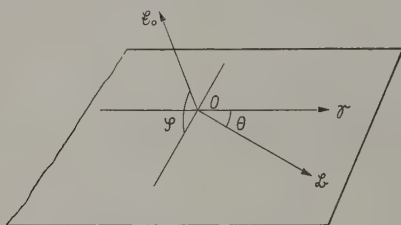


Abb. 1. Schema der Meßanordnung

Mutterkristall freigelegt, dessen oberste Schicht in kleine Kriställchen aufgebrochen ist. Der Minstdurchmesser dieser Kriställchen liegt bei 50 Å. Sie sind gegen die ungestörte Unterlage bis zu 10° [bei (100) Flächen bis zu 25°] gegen die ungestörte Unterlage verwickelt.

Elektronenmikroskopische Bilder zeigten eine Rauigkeit der polierten Oberfläche, die für die Schnittebene durch den Kristall charakteristisch ist. So erscheinen auf einer polierten (111) Fläche dreiseitige Pyramiden (auf der Ecke stehende Würfel), auf einer (110) Fläche eine Dachstruktur, wobei die Dachflächen unter 45° gegen die (110) Ebene geneigt sind und die Schnittkanten der Dachflächen parallel zur [100]-Richtung des Kristalls verlaufen. Bei (100) Flächen treten zum Teil gerade Bruchkanten auf. Diese Erscheinungen werden dadurch erklärt, daß gemäß der Spaltbarkeit des Steinsalz-Einkristalls entlang der (100) Fläche beim Polieren aus der Oberfläche (100) begrenzte Stücke herausgerissen werden. Die Lineardimensionen, der so entstehenden Dach- oder Pyramidenstrukturen können die Größenordnung von einigen μ erreichen. Dreistündige Temperung der Kristalle ab 400° C brachte eine Glättung aller Flächen, die von RAETHER durch Rekristallisation erklärt wurde. Bei etwa 500° C war die Glättung optimal, die elektronenmikroskopischen Bilder wurden kontrastlos. Weitere Steigerung der Temperatur brachte wieder eine zunehmende Rauigkeit der Oberflächen mit sich.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, die Untersuchungen RAETHERS über die Änderung der Oberflächenstruktur polierter Steinsalzeinkristalle beim Tempern mit einer Meßmethode zu ergänzen, die einen Eingriff in den Prüfling während des Meßvorgangs völlig vermeidet. So kann z.B. bei Elektronenbeugungsaufnahmen die Kristalloberfläche durch den einfallenden Elektronenstrahl erhitzt und rekristallisiert werden. Die gleiche unerwünschte Einwirkung kann beim Aufdampfen des Metallfilms zur Herstellung von Abdrücken für die Elektronenmikroskopie auftreten.

Um eine weitestgehende Schonung des Prüflings zu erreichen, sind zweckmäßig röntgenographische oder lichtoptische Untersuchungsmethoden zu verwenden. So führten ASSELMAYER und BIENERT [3] zur Ergänzung der Raetherschen Ergebnisse entsprechende röntgenographische Messungen an Steinsalz-Einkristalloberflächen durch.

Für die vorliegende Arbeit wurde als weitere Ergänzung trotz anderer Nachteile eine lichtoptische Methode gewählt, die wohl am sichersten einen ungestörten Prüfling garantiert. Da eine geometrisch optische Abbildung der Oberflächenstrukturen an deren kleinen Dimensionen scheitern mußte, wurde Streuung und Extinktion des sichtbaren Lichtes an Steinsalzoberflächen gemessen.

Nach den elektronenoptischen Bildern RAETHERS kann man sich eine polierte Steinsalzoberfläche als Ebene vorstellen, auf der Teilchen mit gleichem Brechungsindex und verschiedenen Durchmessern verteilt sind. Dabei sollen die Teilchendurchmesser schwanken zwischen Werten, die im Bereich der Wellenlänge des sichtbaren Lichtes liegen und zwischen Werten, die etwa $\frac{1}{100}$ der Wellenlänge betragen.

Aus der Winkelverteilung des gestreuten Lichtes und aus der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion lassen sich Aufschlüsse über Größenordnung und Symmetrieeigenschaften der streuenden Teilchen erwarten.

II. Theorie

Eine ausführliche Darstellung der Lichtstreuung an kleinen Partikeln gibt VAN DE HULST [4]. Hier sind nur die für die Deutung der folgenden Meßergebnisse notwendigen Erkenntnisse der Theorie der Lichtstreuung an Kugel und Kreiszylinder zusammengestellt. Dabei wird stets folgende Anordnung vorausgesetzt (Abb. 1).

Eine ebene, monochromatische Lichtwelle fällt auf das streuende Teilchen, das sich am Ort O befindet. Der Vektor ξ gibt die Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Welle an. Die Beobachtung des gestreuten Lichtes geschieht in Richtung auf das streuende Teilchen, also entgegen dem Vektor ξ . Dabei ist der Abstand des Beobachters von dem streuenden Teilchen stets sehr groß gegenüber den Teilchendimensionen und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Unter gestreutem Licht wird alles Licht verstanden, dessen

Fortpflanzungsrichtung von der des eingestrah-
ten Lichtes abweicht. Die durch \mathcal{E} und \mathcal{B} aufgespannte
Ebene heißt Beobachtungsebene. Der Winkel zwi-
schen \mathcal{E} und \mathcal{B} heißt Streuwinkel Θ . Ist das einfallende
Licht linear polarisiert, so wird die Lage seiner
Schwingungsebene durch den Winkel φ gekennzeichnet,
den sie mit der Beobachtungsebene einschließt.
Der Brechungsindex des streuenden Teilchens ist
gleich dem Brechungsindex von Steinsalz
($n=1,544$).

1. Intensitätsverteilung bei Lichtstreuung an der Kugel [4]

Die Lichtstreuung an der Kugel hängt von zwei
Parametern ab: Vom Brechungsindex des Kugel-
materials und vom Verhältnis Kugelradius zu Wellen-
länge des eingestrahnten Lichtes. Der Brechungs-
index liegt hier bereits fest, so daß nur eine Abhängig-
keit von dem eben genannten Verhältnis bleibt. Häu-
fig wird aus praktischen Gründen das Verhältnis Um-
satz zu Wellenlänge benützt:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1)$$

a = Kugelradius, λ = Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes.)

Das gebeugte Licht ist unabhängig von x stets
linear polarisiert, wenn bei einer Versuchsanordnung
nach Abb. 1 der elektrische Vektor \mathcal{E}_0 des eingestrah-
ten Lichtes entweder parallel oder senkrecht zur
Beobachtungsebene schwingt ($\varphi=0$ oder $\pi/2$). Der
elektrische Vektor der gebeugten Welle liegt dabei
parallel zu dem der eingestrahnten Welle. Für alle
Winkelwerte von φ ist die gebeugte Welle im all-
gemeinen elliptisch polarisiert.

Die Winkelverteilung des gestreuten Lichtes ist
am einfachsten für den Fall $x \ll 1$ (Rayleigh-Streuung)
zu beschreiben. Die Kugel wird hier durch ihr Dipol-
moment ersetzt, das von der einfallenden Welle zu
angeregten Schwingungen angeregt wird. Damit
wird die Ausstrahlung der Kugel gleich der eines
Dipols, dessen Dipolmoment stets dem elektrischen
Vektor der einfallenden Welle parallel ist.

Steht \mathcal{E}_0 senkrecht zur Beobachtungsebene ($\varphi = \pi/2$), so ist die ausgestrahlte Intensität für alle Winkel
gleich. Ist $\varphi=0$, so ist die Intensitätsverteilung in
der Beobachtungsebene proportional zu $\cos^2 \Theta$, und
damit symmetrisch zum Punkt 0. Strahlt man natür-
liches Licht ein, so resultiert in der Beobachtungsebene
eine Intensitätsverteilung, die proportional zu
 $(1 + \cos^2 \Theta)$ ist. Das unter den Winkeln $\Theta = \pi/2$,
 $3\pi/2$ gestreute Licht ist vollkommen linear polarisiert,
wobei der elektrische Vektor auf der Beobachtungsebene
senkrecht steht.

Im Gegensatz zur Streuung an größeren Teilchen
bleibt bei Rayleigh-Streuung das ausgesandte Licht
linear polarisiert, wenn der Winkel φ Zwischenwerte
von $0 < \varphi < \pi/2$ annimmt.

Mit wachsendem x verliert das Polardiagramm der
gestreuten Strahlung seine Symmetrie zum Punkt 0.
Die Richtung der einfallenden Welle (Richtung von \mathcal{E})
wird die gestreute Intensität größer als in der Gegen-
richtung (Vorwärtsstreuung). Steht \mathcal{E}_0 parallel zur
Beobachtungsebene, so ist unter $\Theta = \pi/2$, $3\pi/2$ die In-
tensität nicht mehr Null. Ab $x \approx 2,5$ treten im
Polardiagramm seitliche Maxima und Minima auf,

deren Lage außer von Θ davon abhängt, ob der elek-
trische Vektor der einfallenden Welle senkrecht oder
parallel zur Beobachtungsebene schwingt.

Wächst der Kugelradius noch weiter, so daß
schließlich $x \gg 1$ wird, so tritt neben der gebeugten
auch eine an der Kugeloberfläche reflektierte und ge-
brochene Welle mit merklicher Intensität auf.

ELSÄSSER [5] untersuchte theoretisch die Licht-
streuung durch ein Kugelmisch mit $20 \leq x \leq 2 \cdot 10^4$.
Der Abstand des Beobachters vom Kugelmisch
sollte groß sein gegenüber den Kugelradien und den
Abständen der Kugeln untereinander. Dabei ergab
sich, daß die seitlich gestreute Intensität (die durch
Beugung, Reflexion und Brechung zustandekommt)
unabhängig davon ist, ob der elektrische Vektor der

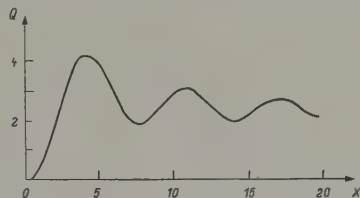


Abb. 2. Wirkungsfaktor Q für Kugeln als Funktion von x

einfallenden Welle senkrecht oder parallel zur Beob-
achtungsebene schwingt. Die Intensität des Re-
flexions- und Brechungsanteils ist überdies unabhän-
gig vom Winkel Θ . Die Intensitätsverteilung des ge-
beugten Anteils ist unabhängig von der Schwingungs-
richtung (senkrecht oder parallel zur Beobachtungs-
ebene) des einfallenden Lichtes.

2. Extinktion durch Kugeln

Trifft eine Welle auf ein streuendes Teilchen, so
wird das auftretende Lichtbündel geschwächt. Diese
Schwächung oder Extinktion kommt im allgemeinen
durch Absorption und Streuung zustande. Im vor-
liegenden Fall tritt keine Absorption auf, da der
Brechungsindex des Teilchens stets reell ist. Der
Bruchteil der Energie, um den das einfallende Bündel
geschwächt wird, taucht als gestreute Energie wieder
auf. Für die Gesamtenergie S des von einem Teilchen
in der Zeiteinheit gestreuten Lichtes setzt man

$$S = J_0 F Q. \quad (2)$$

Dabei ist J_0 = Intensität des einfallenden Lichtes,
 F = Fläche der Parallelsprojektion des Teilchens auf
eine Ebene senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des
einfallenden Lichtes. Die Projektionsrichtung fällt
dabei mit der Fortpflanzungsrichtung zusammen.
 FQ ist der Bruchteil der Fläche des Teilchens, der die
Energie zugestrahlt bekommt, die vom ganzen Teil-
chen gestreut wird. Die dimensionslose Größe Q wird
in Zukunft „Wirkungsfaktor“ genannt.

Q hängt für alle Teilchenformen vom Verhältnis
Teilchendimensionen zu Wellenlänge ab. Eine Mes-
sung der Extinktion in Abhängigkeit von λ läßt daher
Rückschlüsse auf die Größe der streuenden Partikel zu.

Für Kugeln geht (2) über in F_0

$$S = J_0 \cdot a^2 \pi Q. \quad (3)$$

Wegen der Symmetrie der Kugel ist Q unabhängig
davon, ob das einfallende Licht natürlich oder linear
polarisiert ist. Abb. 2 zeigt eine Übersicht über die

Abhängigkeit des Wirkungsfaktors Q vom Verhältnis $x = 2\pi a/\lambda$. Die Kurve beginnt mit kleinen Werten von Q für kleine x , erreicht bei $x \approx 4$ ein Maximum und nähert sich für weiter wachsende x mit einer Folge von immer kleiner werdenden Maxima asymptotisch dem Wert $Q=2$. Die Maxima und Minima von Q , die im Bereich $x > 4$ auftreten, entstehen durch Interferenz der gebeugten Welle mit der durchgehenden (zweimal gebrochenen) Welle. Der Phasenunterschied dieser beiden Wellen ist eine Funktion von x , so daß für passende Kugelradien maximale oder minimale Amplituden der Gesamtwellen resultieren.

Eine einfache Abhängigkeit des Wirkungsfaktors Q von x ist nur im Bereich der Rayleigh-Streuung ($x \ll 1$) zu verzeichnen. Hier kann die Strahlung der Kugel als Dipolstrahlung betrachtet werden.

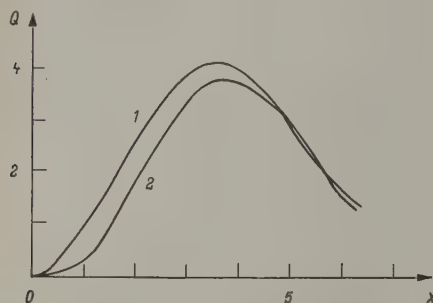


Abb. 3. Wirkungsfaktor Q für Zylinder als Funktion von x . Kurve 1: \mathcal{E}_0 senkrecht zur Beobachtungsebene; Kurve 2: \mathcal{E}_0 parallel zur Beobachtungsebene

Die gesamte, von einem im Vakuum schwingenden Dipol im zeitlichen und räumlichen Mittel abgestrahlte Leistung ist

$$S = \frac{4\pi^3 \nu^4 M_0^2}{3\epsilon_0 c^3} \quad (4)$$

(ν = Frequenz der Schwingung, M_0 = Betrag der Dipolamplitude, ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante des Vakuums, c = Lichtgeschwindigkeit.)

Der Betrag der Dipolamplitude ist für eine dielektrische Kugel

$$M_0 = \frac{\epsilon_0(\epsilon - 1)}{\epsilon + 2} 4\pi a^3 |\mathcal{E}_0| \quad (5)$$

(ϵ = relative DK des Kugelmateriale, a = Kugelradius, $|\mathcal{E}_0|$ = Betrag der ungestörten äußeren Feldstärke.)

Aus der Kombination der Gl. (4) und (5) unter Berücksichtigung von $J_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\mathcal{E}_0|^2$ (Intensität der einfallenden Welle) und der Definition von x erhält man

$$S = \frac{8(\epsilon - 1)^2}{3(\epsilon + 2)^2} x^4 a^2 \pi J_0 \quad (6)$$

Aus dem Koeffizientenvergleich der Gl. (6) mit Gl. (3) folgt

$$Q = \frac{8(\epsilon - 1)^2}{3(\epsilon + 2)^2} x^4 \quad (7)$$

Gl. (6) sagt aus, daß die gesamte, von einer kleinen Kugel im Mittel gestreute Leistung proportional ist zur Intensität der einfallenden Welle, ferner — bei konstant gehaltenem Radius — proportional zu λ^{-4} wenn λ die Wellenlänge der eingestrahlten Welle ist oder bei konstantem λ proportional zum Quadrat des Kugelvolumens.

3. Intensitätsverteilung bei Streuung an Zylindern

Bei den betrachteten Kreiszylindern ist stets Länge sehr groß gegenüber dem Radius angenommen, so daß die Ergebnisse der Theorie der Lichtstreuung am unendlich langen Zylinder verwendet werden können. Die Definition der Größe x wird beibehalten, wobei unter a der Zylinderradius zu verstehen ist. Die Achse des Zylinders soll stets auf der in Abb. 1 definierten Beobachtungsebene senkrecht stehen.

Es zeigen sich ähnliche Resultate wie bei der Kugel. Für $x \ll 1$ ist die seitlich gestreute Intensität von unabhängig, wenn \mathcal{E}_0 senkrecht zur Beobachtungsebene schwingt. Liegt \mathcal{E}_0 parallel zur Beobachtungsebene, ist die Intensitätsverteilung $\sim \cos^2 \theta$.

Mit wachsendem x geht die Symmetrie zum Punkt verloren, es überwiegt die Vorwärtsstreuung. $x \approx 1,6$ tauchen in der seitlichen Intensitätsverteilung Nebenmaxima auf, deren Anzahl sich mit wachsendem x vergrößert. Ihre Lage hängt von x und von der Schwingungsrichtung der einfallenden Welle ab. Bei $\theta = 0$ hängt — im Gegensatz zur Kugel — die Intensität davon ab, ob \mathcal{E}_0 parallel oder senkrecht zur Beobachtungsebene schwingt.

Kippt man die Achse des Zylinders um 90° , so daß sie in die Beobachtungsebene zu liegen kommt, erfolgt ein äußerst rascher Abfall der seitlich gestreuten Intensität mit θ . Zur Erklärung denke man sich den Zylinder senkrecht zur Achse in kleine gleich große Stücke unterteilt. Jedes dieser Stücke streut die einfallende Welle mit gleicher Amplitude und Winkelverteilung. Dabei tritt Interferenz zwischen den einzelnen gestreuten Wellen auf und es bleibt unabhängig von der Schwingungsrichtung der einfallenden Welle eine merkliche Streulichtintensität nur für Richtung der annähernd auf der Zylinderachse senkrecht stehenden Beobachtungsebene.

4. Extinktion durch Zylinder

Unter Extinktion wird auch hier die Abschwächung der einfallenden Welle verstanden, der durch die Lichtstreuung des Zylinders Energie entzogen wird. Für die insgesamt gestreute Leistung setzt man analog zur Kugel

$$S = J_0 \cdot 2a l \cdot Q$$

(J_0 = Intensität der einfallenden Welle, a, l = Radius und Länge des Zylinders, Q = Wirkungsfaktor.)

Abb. 3 zeigt schematisch Q als Funktion von x für Zylinder. Der Verlauf ist ähnlich wie für Kugel. Q beginnt bei 0 für kleine x -Werte, durchläuft bei $x \approx 4$ ein Maximum und nähert sich für sehr große x mit einer Folge von Maxima und Minima asymptotisch dem Wert 2. Der grundlegende Unterschied gegenüber kugelförmigen Teilchen liegt darin, daß $x < 5$ wesentlich verschiedene Werte für Q auftreten, je nachdem ob der elektrische Vektor der einfallenden Welle \mathcal{E}_0 senkrecht oder parallel zur Beobachtungsebene schwingt. Mit wachsendem x verschwindet die Differenz zwischen den beiden Q -Werten.

III. Apparat

Zur Streulichtmessung wurde eine Apparatur aufgebaut, deren Prinzip von AUGHEY und BAUM [6] angegeben wurde. Sie diente zur Messung der von einer Steinsalzoberfläche gestreuten Lichtintensität in Abhängigkeit von Streuwinkel θ . Es wurde besondere

Wt darauf gelegt, die gestreute Intensität über einen großen Bereich zu messen. Abb. 4 gibt eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Die Lichtquelle L (Osram 58.8130E) wurde durch einen Spannungsstabilisator (Philips S 53 150) über einen Transformator gespeist. Die Schwankungen der Lichtintensität konnten dadurch auf etwa 1% reduziert werden. Die Kondensorlinse K ($f=90$ mm) bildete L auf den Spalt Sp_1 ab. Zwischen Kondensor und Spalt waren Monochromatfilter (Schott-Interferenzfilter IL) und sechs Neutralfilter (Schott NG 3, 1 mm dick) angebracht. Die Neutralfilter konnten zur messbaren Schwächung des einfallenden Lichtes in den Strahlengang geklappt werden. Das

Strahlengang geklappt werden. Das häufig verwendete Interferenzfilter 544 hatte die maximale Durchlässigkeit von 45% bei 544 m μ und eine Halbwertsbreite von 10 m μ . Durch die Mattscheibe MS wurde eine gleichmäßige Ausleuchtung des Spaltes Sp_1 erzielt. Die Breite von Sp_1 war einstellbar. Das Objektiv O leitete den Spalt Sp_1 auf den Kreisbogen mit dem Radius R ab, auf dem der Empfängerspalt Sp_2 samt Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) (EIA 1P28) — von einem Synchronmotor angetrieben — umlief. Durch einen drehbare Polarisationsfilter PF konnte die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes festgelegt werden. Die Dynoden des SEV wurden durch ein glümröhrenstabilisiertes Hochspannungsgerät gespeist. Die Meßspannung wurde über einen Elektrometerversor mit einem

Multiflexgalvanometer mit Registriereinrichtung aufgeschrieben. Die lichtstreuende Fläche Fl stand senkrecht zur optischen Achse OA der Anordnung und enthielt außerdem die Drehachse D des Empfängers. Der Trichter Tr war mit einem Flüssigkeitsgemisch aus 80 Vol.-% Schwefelkohlenstoff p. a. und 20 Vol.-% Benzol p. a. gefüllt. Dieses Gemisch hat den gleichen Brechungsindex wie Steinsalz. Somit wurde durch den optischen Kontakt die Lichtstreuung an der ersten Steinsalzoberfläche unterdrückt. Das gesamte registrierte Streulicht stammt deshalb von der zweiten Oberfläche der Steinsalzplatte, die dem Empfänger zugewandt und deren Lichtstreuung deutlich sichtbar war. Durch drei rechteckige Blenden ($B_1/B_2/B_3$) im Trichter wurde das Austreten von störendem Falschlicht verhindert. Die Lichtstreuung des Troginhalts erwies sich bei einem Kontrollversuch als vernachlässigbar.

Lichtquelle und Meßapparat waren — jedes für sich — in lichtdichte Kästen eingeschlossen. Die Abbildung der Meßapparatur war innen mattschwarz lackiert. Mit der beschriebenen Apparatur konnte die Intensität des von einer Steinsalzoberfläche erzeugten Streulichtes in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ gemessen werden. Es wurde ein Winkelbereich von $\pm 90^\circ$ zur Richtung des einfallenden Lichtes (Richtung der Flächennormalen der streuenden Oberfläche) erfaßt. Die Winkelaufösung betrug bei der Apparatur etwa $0,75^\circ$ bei einem Streuwinkel θ von 60° . Die Streudiagramme waren im Rahmen der Meßgenauigkeit symmetrisch zum Winkel $\theta=0$. Die

geringste meßbare Streulichtintensität lag bei etwa 10^{-7} der Intensität des einfallenden Lichtes, die Meßgenauigkeit betrug 3% des Meßwertes. Die Nachweisempfindlichkeit betrug etwa 10^{-11} Lm/Skt. Galvanometer. Die Linearität der Anordnung wurde mit rotierenden Sektoren geprüft. Eine merkliche Abweichung von der Linearität konnte nicht beobachtet werden.

IV. Meßergebnisse

1. Modellversuch

Zur Prüfung der Apparatur wurde neben anderen, hier nicht näher beschriebenen Versuchen ein spezieller

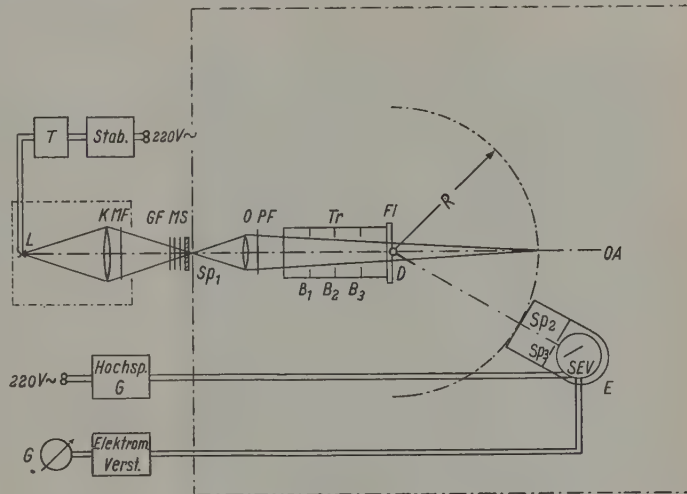


Abb. 4. Schematische Darstellung der Meßapparatur

Modellversuch unternommen. Als Modell der lichtstreuenden Oberfläche des Steinsalkristalls diente eine Spiegelglasplatte, deren Oberfläche mit feinsten Aktivkohle bestäubt war. Der Brechungsindex von Aktivkohle ist zwar komplex, der Betrag des Imaginärteils ist jedoch wesentlich kleiner als der des Realteils. Der Realteil entspricht etwa dem Brechungsindex von Steinsalz. Die Glasplatte wurde in die Apparatur eingesetzt und die gestreute Intensität in Abhängigkeit vom Winkel θ gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 5 dargestellt. Wegen der Symmetrie der Kurven ist $J(\theta)$ nur im Winkelbereich $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ dargestellt. $J(0)$ wurde auf 1 normiert. Die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes war 544 m μ (Halbwertsbreite 10 m μ).

Sämtliche Meßkurven erwiesen sich als invariant gegenüber einer Drehung der streuenden Flächen um die Flächennormale.

Kurve 2 zeigt bei gleichem θ stets kleinere Werte als Kurve 1. Die gemessenen Kurven stimmen bis auf den Bereich $\theta \approx 90^\circ$ qualitativ mit den Ergebnissen überein, die von der Theorie für kugelförmige Kohleteilchen mit Radien $a < \lambda/2$ gefordert wird. Die angegebene obere Grenze der Teilchengröße konnte durch mikroskopische Beobachtung der bestäubten Glasoberfläche bestätigt werden. (Eine Möglichkeit zur elektronenoptischen Größenbestimmung war nicht gegeben.) Es waren nur die Beugungsscheiben, aber keine Strukturen der streuenden Partikel zu erkennen. Der Winkelbereich um $\theta=90^\circ$ muß bei der Wertung

der Meßergebnisse unberücksichtigt bleiben. Der eben beschriebene Versuch zeigt nämlich eine Abnahme der Streulichtintensität auf den Wert 0 für $\Theta = 90^\circ$, auch wenn das einfallende Licht senkrecht zur Beobachtungsebene schwingt. Nach der Theorie behält jedoch

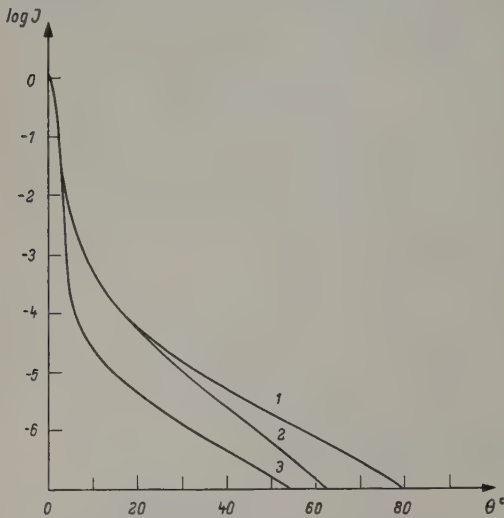


Abb. 5. Streudiagramm einer mit Aktivkohle bestäubten Glasplatte. Kurve 1: \mathcal{E}_0 senkrecht zur Beobachtungsebene; Kurve 2: \mathcal{E}_0 parallel zur Beobachtungsebene; Kurve 3: blankte Glasoberfläche

die Intensität unter diesem Winkel einen endlichen Betrag. Der Grund für die Abweichung von der Theorie ist in der Anordnung der streuenden Teilchen in einer Ebene zu suchen. Die streuenden Teilchen

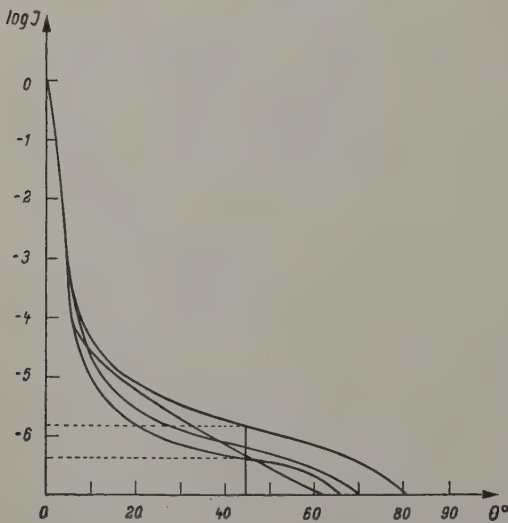


Abb. 6. Streudiagramme von vier polierten Steinsalzoberflächen

sind von gleicher Größenordnung. Die Abstände zum Nachbarn liegen in der Größenordnung der Durchmesser. Auf Grund dieser Anordnung muß eine Abschattung des Streulichts in der Richtung tangential zur Unterlage auftreten, weil die von jedem Teilchen in dieser Richtung ausgehende Welle nach kurzer Laufstrecke auf ein anderes streuendes Teilchen trifft.

Auf diese Weise wird die unter $\Theta \approx 90^\circ$ abgestrahlte Intensität auf einen sehr kleinen Wert verringert.

Zum Beweis, daß das Verschwinden der Streulichtintensität unter $\Theta = 90^\circ$ durch die Anordnung der Teilchen und nicht durch einen Fehler der Apparatur verursacht wird, wurde ein weiterer Versuch unternommen, bei dem die streuenden Teilchen räumlich angeordnet waren. Es wurde dabei die Streulichtintensität einer verdünnten Mastixlösung für $\Theta = 0^\circ$ (direkter Strahl) und $\Theta = 90^\circ$ gemessen. Dabei lag die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes einmal senkrecht und einmal parallel zur Beobachtungsebene. Die Mastixlösung befand sich in einer würfelförmigen Planglasküvette von 50 mm Seitenlänge. Die Streulichtflächen der Küvette waren senkrecht zum einfallenden Strahl justiert.

Der Versuch ergab mit $\lambda = 544 \text{ m}\mu$ ein Intensitätsverhältnis $J(90^\circ)/J(0^\circ) = 1,72 \cdot 10^{-6}$ für \mathcal{E}_0 senkrecht zur Beobachtungsebene und ein Intensitätsverhältnis $J(90^\circ)/J(0^\circ) = 2,16 \cdot 10^{-7}$ für \mathcal{E}_0 parallel zur Beobachtungsebene.

Bei der Küvette betrug die Durchlässigkeit für den direkten Strahl etwa 80%, bei der bestäubten Glasplatte etwa 70%. Die von den beiden Proben gestreute Gesamtenergie war also von gleicher Größenordnung. Das Verschwinden der Streulichtintensität unter $\Theta = 90^\circ$ bei der bestäubten Platte ist demnach mit der ebenen Teilchenanordnung zu erklären.

Somit folgt aus diesem Modellversuch, daß für die spätere Auswertung der Winkelbereich um $\Theta = 90^\circ$ nicht herangezogen werden darf.

2. Messungen an ungetemperten Steinsalz (110) Flächen

Die zur Herstellung der Steinsalzplatten benötigten Einkristalle wurden nach dem Verfahren von KYRIAKOPOULOS [7] aus der Schmelze gezogen. Aus den Kristallen von etwa 5 cm Durchmesser und etwa 10 cm Länge wurden quaderförmige Kristallblöcke hergestellt, die mit einem feuchten Faden in Platten von etwa 10 mm Dicke geschnitten wurden. Die Stirnflächen der Scheiben entsprachen der kristallographischen (110) Ebene. Beide Plattenoberflächen wurden anschließend auf einer ebenen Stahlplatte mit einem Schmirgel und Alkohol plangeschliffen. Die Politur erfolgte auf einer mit Naturseide bespannten ebenen Glasplatte. Als Poliermittel diente geschliffenes Chromoxydgrün. Zum Befeuchten der Plattenfläche diente reiner Alkohol mit einem Wassergehalt von 2 Vol.-%. Anschließend wurde die von den polierten Oberflächen gestreute Lichtintensität in Abhängigkeit vom Winkel Θ in zwei Hauptlagen gemessen: [100]-Kristallrichtung senkrecht und parallel zur Beobachtungsebene. Ferner wurde die Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes in jeder Hauptlage einmal senkrecht und ein zweites Mal parallel zur Beobachtungsrichtung gewählt, so daß für jede Platte vier Meßkurven vorlagen. Die Messungen erfolgten stets mit dem Interferenzfilter $544 \text{ m}\mu$ (Halbwertsbreite $10 \text{ m}\mu$) im Strahlengang. Abb. 6 zeigt als Beispiel charakteristische Streudiagramme von vier verschiedenen Kristallplatten.

Alle Kurven, die man durch Variation der Poliermetallkristallorientierung und Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes an einer Kristallplatte erhält,

in im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammen, d. h. die Variation dieser Größen hat keinen Einfluß auf die Winkelverteilung des gestreuten Lichtes. Dagegen von Platte zu Platte der Verlauf der Meßkurven verschieden, allerdings, wie getrennte Versuche zeigen, für jede einzelne Platte unabhängig von der Vorbehandlung, z. B. grob vorgeschmirgelt, fein vorgeschmirgelt oder mehrmals poliert. Aus den Werten in Abb. 6 ergibt sich z. B. für $\Theta = 45^\circ$ eine Schwankung zwischen $1,6 \cdot 10^{-6} J_0$ und $5 \cdot 10^{-7} J_0$, obwohl in der Vorbehandlung alle Bedingungen so gut wie irgend möglich konstant gehalten wurden. Eine weitere Konstanz der Politur konnte mit den vorhandenen Arbeitsmethoden nicht erzielt werden. Für die Lichtstreuung der Oberfläche scheint nur der Poliervorgang entscheidend zu sein.

Die Untersuchungsergebnisse lassen gewisse Rückschlüsse auf Form, Orientierung und Größe der streuenden Teilchen zu. Aus der Unabhängigkeit der Streudiagramme von der Drehung der Kristallplatte um die Flächennormale folgt, daß die streuenden Teilchen

1. entweder kugelsymmetrisch sind,
2. oder daß sie völlig unregelmäßig geformt sind,
3. oder daß sie regelmäßig geformt, aber statistisch orientiert sind.

Die Annahme regelmäßig geformter, nicht kugelsymmetrischer Teilchen in gleicher Lage würde auf jeden Fall dem Meßergebnis widersprechen.

Die monotone Abnahme der Streuintensität deutet zunächst auf Teilchen mit Dimensionen $< \lambda$ hin. Bei der Streuung z. B. an Kugeln oder Zylindern treten nämlich seitliche Nebenmaxima der Intensität erst bei Durchmessern $> \lambda$ auf. Diese Annahme ist jedoch nicht haltbar, da für Teilchengrößen $< \lambda$ eine Abhängigkeit der seitlich gestreuten Intensität von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes aufzuweisen müßte (vgl. Abb. 5).

ELSÄSSER [6] hat auf theoretischem Wege nachgewiesen, daß ein Gemisch von Kugeln mit Dimensionen $20 \leq x \leq 2 \cdot 10^4$ ($x = 2\pi a/\lambda$) bezüglich der Lichtstreuung ähnliche Eigenschaften zeigt wie die untersuchten Steinsalzoberflächen. Die von diesem Kugelgemisch seitlich gestreute Intensität ist nämlich nur vom Winkel Θ abhängig. Unter konstantem Θ wird stets gleiche Intensität gestreut, unabhängig davon, ob die Schwingungsebene des eingestrahnten Lichtes senkrecht oder parallel zur Beobachtungsebene liegt.

Der von der Theorie geforderte Bereich der x -Werte entspricht bei der benutzten Wellenlänge von $500 \text{ m}\mu$ Kugeldurchmessern zwischen $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$ und $3,5 \text{ mm}$. Die gebeugte Intensität geht bei großen Kugeln ($x \gg 1$) fast vollständig in die Richtung des einfallenden Lichtes (Vorwärtsstreuung). Unter großen Winkeln Θ wird kein nennenswerter Beitrag geliefert. Die Unabhängigkeit der gestreuten Intensität von der Schwingungsrichtung unter größeren Winkeln muß deshalb hauptsächlich durch das Zusammenwirken kleiner Kugeln zustande kommen.

Die Streueigenschaften polierter Steinsalzoberflächen wären nach diesem Ergebnis der Theorie verständlich, wenn als streuende Zentren ein Gemisch von Teilchen mit Dimensionen $> \lambda$ nachweisbar wäre, die entweder selbst Kugelsymmetrie besitzen oder deren statistische Orientierung die Invarianz der Streudiagramme gegen Drehung der Kristallober-

fläche um die Flächennormale erklärt. Teilchen mit Dimensionen $> \lambda$ sind aber mit dem Lichtmikroskop nachweisbar. Bei mikroskopischer Betrachtung im durchgehenden Licht zeigten sich die Oberflächen optisch leer. Wurde dagegen gerichtetes Licht unter einem Winkel von etwa 45° zur Flächennormale eingestrahlt, so waren nur feine Polierkratzer zu sehen. Diese Polierkratzer durchziehen die Oberfläche in allen Richtungen, was verständlich ist, da beim Polieren die Kristallplatte dauernd gedreht wurde. Eine Vorzugsrichtung der Kratzer konnte daher nicht auftreten. Abb. 7 zeigt die Mikroaufnahme einer polierten Steinsalzoberfläche. Die Polierkratzer sind deutlich zu erkennen. Aus dem beigefügten Maßstab ergibt sich die Breite der Polierkratzer kleiner als $0,01 \text{ mm}$,

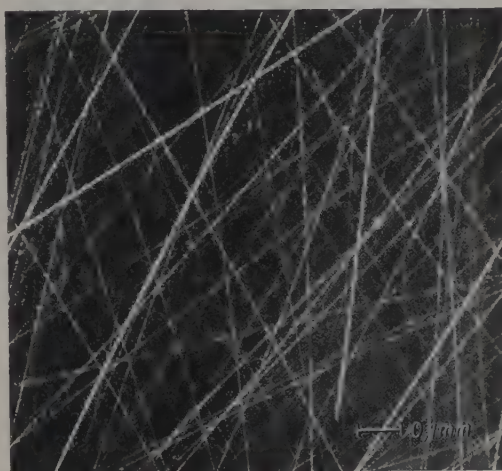


Abb. 7. Mikroaufnahme einer polierten Steinsalzoberfläche

die mit der theoretisch geforderten Größenordnung der streuenden Teilchen übereinstimmt. Da neben den Polierkratzern keine Teilchen mehr sichtbar sind, die als Ursache der gemessenen Streulichtverteilung angesehen werden können, muß man die Streueigenschaften der Kratzer eingehender diskutieren. Optisch stellen die Kratzer eine Ansammlung zylindrischer Körper dar, deren Brechungsindex kleiner ist als der des umgebenden Mediums. Die Durchmesser der Zylinder sind größer als die eingestrahelte Wellenlänge. Alle Zylinder liegen in einer Ebene, ihre Achsen schließen beliebige Winkel mit der Beobachtungsebene ein, wobei alle Winkel gleichberechtigt sind. Die Zylinder sind praktisch unendlich lang.

Eine solche Anordnung zylindrisch streuender „Körper“ erklärt sofort die Unabhängigkeit der Streudiagramme von der Drehung des Kristalls um die Flächennormale. Schwerer verständlich ist allerdings die Unabhängigkeit der Streudiagramme von der Schwingungsrichtung des eingestrahnten Lichtes. Die Theorie [4] zeigt zwar, daß die winkelabhängige Intensitätsverteilung $I(\Theta)$ bei der Lichtstreuung am Zylinder in Abhängigkeit vom Durchmesser einen qualitativ ähnlichen Verlauf nimmt wie bei der Kugel, doch kann daraus noch nicht gefolgert werden, daß die Ergebnisse der Rechnungen von ELSÄSSER auf eine Ansammlung von Zylindern mit verschiedenen Radien anwendbar sind. Der Beweis hierzu wurde

in der seitlichen Intensitätsverteilung $I(\theta)$ ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) einer Kristalloberfläche gefunden, die deutlich ausgeprägte stäbchenförmige Teilchen mit Durchmessern $> \lambda$ enthielt. Hierbei war $J(\theta)$ im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig davon, ob senkrecht oder parallel zur Beobachtungsebene schwingendes Licht eingestrahlt wurde. Dieses Ergebnis stimmt qualitativ mit den rechnerischen Ergebnissen EL-SÄSSERS überein. Aus diesen experimentellen Ergebnissen muß der Schluß gezogen werden, daß die Lichtstreuung polierter Steinsalzoberflächen im überwiegenden Maß durch die unvermeidlichen Polierkratzer und nicht durch die „Rauigkeit“ der polierten Oberflächen verursacht wird. Die Eigenschaften der Streudiagramme können durch Form und Größenverteilung der Kratzer erklärt werden.

Eine direkte Aussage über die Art der nach dem Polieren verbleibenden eigentlichen Rauigkeit der Oberfläche ist nicht möglich. An Hand der Messungen

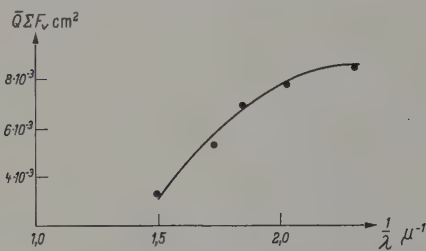


Abb. 8. Streuende Fläche eines polierten Steinsalkristalls in Abhängigkeit von $1/\lambda$

der Extinktion kann jedoch eine Abschätzung der Größenordnung der Teilchen durchgeführt werden, die nach dem Polieren auf der glatten Steinsalzoberfläche zurückbleiben.

Die Messung der Extinktion ist im vorliegenden Fall gleichbedeutend mit der Gesamtenergie des pro Zeiteinheit von der Steinsalzoberfläche gestreuten Lichtes. Diese wurde durch Integration der gestreuten Intensität über alle Richtungen des Raumes ermittelt.

Da die Streulichtverteilung polierter Steinsalzoberflächen rotationssymmetrisch um die Flächennormale ist, genügt es, die gestreute Intensität in der Beobachtungsebene zu messen, zu integrieren und von diesem Ergebnis auf den in den gesamten Raum ausgesandten Energiestrom zu extrapolieren.

Die Versuchsanordnung gestattete eine Messung von $J(\theta)$ nur in einem Bereich von $0 \leq \theta \leq 90^\circ$. Dabei ist zu berücksichtigen, daß im Bereich $0 \leq \theta \leq 10^\circ$ die Intensität des direkten Strahls mitgemessen wird und um $\theta = 90^\circ$ eine Abschätzung des Streulichts durch die ebene Teilchenanordnung eintritt. Zur Bestimmung der Extinktion wurde deshalb nur die gestreute Intensität im Winkelbereich $10^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ integriert und von diesem gemessenen Wert auf die insgesamt pro Zeiteinheit in den gesamten Raum gestreute Energie extrapoliert. Dadurch trat ein Fehler in der Bestimmung der Extinktion auf, da die Streuung der untersuchten Fläche unter anderen Winkeln unberücksichtigt blieb. Die Ermittlung der Größenordnungen wurde durch diesen Fehler nicht wesentlich beeinflusst.

Als streuende „Teilchen“ treten bei der polierten ungetemperten Steinsalzoberfläche vorwiegend Polier-

kratzer auf. Ihr Einfluß soll kurz diskutiert werden. Bedeutet F die geometrische Schattenfläche eines Kratzers, Q seinen Wirkungskfaktor, so ist die gesamte, von N vorhandenen Polierkratzern in einer Zeiteinheit gestreute Energie

$$S = \sum_{v=1}^N S_v = J_0 \sum_{v=1}^N F_v Q_v.$$

F_v ist für jede Oberfläche eine Konstante. (Die La-
zahl am Summenzeichen wird in Zukunft weggelassen.)

Wir definieren deshalb

$$\bar{Q} = \frac{\Sigma F_v Q_v}{\Sigma F_v}$$

als mittleren Wirkungskfaktor einer Kristalloberfläche. Aus (9) und (10) folgt

$$S = J_0 \bar{Q} \Sigma F_v \quad \text{oder} \quad \frac{S}{J_0} = \bar{Q} \Sigma F_v.$$

$\bar{Q} \Sigma F_v$ bedeutet die „streuende Fläche“ des Kristalls, d. h. der Kristall verhält sich bezüglich der Extinktion so, als ob alles Licht, das auf eine Fläche der Größe $\bar{Q} \Sigma F_v$ fällt, gestreut würde, und alles andere Licht ungestreut hindurchgeht.

S , die insgesamt gestreute Leistung, und J_0 , auf den Kristall treffende Intensität, sind experimentell relativ einfach meßbare Größen. Aus ihnen kann sofort $\bar{Q} \Sigma F_v$ ermittelt werden. Führt man auf diesem Wege die Bestimmung von $\bar{Q} \Sigma F_v$ in Abhängigkeit von der eingestrahnten Wellenlänge durch, trägt $\bar{Q} \Sigma F_v$ als Funktion von $1/\lambda$ auf, so ergibt sich eine Darstellung, die sich nur um konstante Maßstabsfaktoren auf beiden Achsen von der Kurve unterscheiden, die Q als Funktion von $x = 2\pi a/\lambda$ zeigt (vgl. Abb. 2 und 3). Aus dieser Funktion können also Rückschlüsse auf die Größenordnung der streuenden Partikel gezogen werden.

Abb. 8 zeigt die Größe $\bar{Q} \Sigma F_v$ in Abhängigkeit von $1/\lambda$ gemessen an einer polierten, ungetemperten (110) Steinsalzoberfläche. Die von der Intensität J_0 getroffene Fläche der Kristallplatte hat eine Größe von 2 cm^2 . Der Kurvenverlauf bekräftigt das aus der Messung von $J(\theta)$ bei konstanter Wellenlänge gewonnene Ergebnis, daß an der Lichtstreuung durch polierte Steinsalzoberflächen nur Teilchen (Kratzer) mit Dimensionen $\geq \lambda$ merklich beteiligt sind. Bei kugelförmigen Teilchen mit Radien $\ll \lambda$ hängt nämlich die insgesamt gestreute Leistung und damit $\bar{Q} \Sigma F_v$ von λ^{-4} ab, bei Zylindern mit Radien $\ll \lambda$ von λ^{-3} . Eine Abhängigkeit der Größe \bar{Q} von λ^{-4} bzw. λ^{-3} hätte — von der Abszisse aus gesehen — eine konvexe Krümmung der Kurve in Abb. 8 zur Folge. Die Kurve Abb. 8 ist jedoch konkav gekrümmt. Ein Vergleich mit den Kurven der Abb. 2 und Abb. 3 [Q für Kugeln bzw. Zylinder] zeigt, daß eine konkave Krümmung erst für Teilchen von etwa Wellenlänge $x > 4$ (d. h. $x > 4$) möglich ist. Eine genauere Bestimmung der Teilchengrößen aus der Kurve Abb. 8 konnte noch nicht durchgeführt werden, da zu diesem Zweck die Größe $\bar{Q} \Sigma F_v$ für verschiedene Größenverteilungen der streuenden Teilchen (Polierkratzer) berechnet und die Übereinstimmung mit der gemessenen Kurve geprüft werden mußte.

Die polierte Steinsalzoberfläche ist, auch wenn vom Vorhandensein der Kratzer absieht, sicher eine ideale Ebene. Sie muß noch eine Feinstruktur haben. RAETHER hatte bei seinen Elektronenbeugungsversuchen [2] auf der polierten Oberfläche kleine Kristallblöcke mit Durchmessern in der Größenordnung 100 Å feststellen können. Diese Kristallblöcke können eine Lichtstreuung verursachen, die wegen der kleinen Dimensionen der Blöcke der Rayleighschen Theorie gehorcht. Die Rayleigh-Theorie fordert eine Abhängigkeit des Intensitätsverlaufs in der Beobachtungsebene von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes. Bei den durchgeführten Messungen an Steinsalzoberflächen konnte aber trotz der Sorgfalt keine solche Abhängigkeit festgestellt werden. Auch hieraus ist zu schließen, daß das gestreute Licht hauptsächlich von den Kratzern herrührt und der Beitrag der Flächenrauigkeit (d.h. der neben den Kratzern vorhandenen, kleinen Kristallblöcke) unterhalb der Meßgenauigkeit von 3% läßt. Es läßt sich jedoch mit einigen vereinfachten Annahmen aus diesem Sachverhalt die maximal mögliche Größe der Kristallblöcke abschätzen, die für die Rauigkeit der polierten Flächen verantwortlich sind. Die Kristallblöcke wurden als Kugeln betrachtet, die alle den gleichen Radius a_0 haben. Jedes Teilchen soll vier nächste Nachbarn haben. Der Abstand der Mittelpunkte zweier nächster Nachbarn sei $4a_0$. Dann entfällt auf ein Oberflächenstück der Größe 0 eine Anzahl von

$$N = \frac{0}{16a_0^2} \text{ Teilchen.} \quad (12)$$

von N Kugeln mit dem Radius a_0 ($\ll \lambda$) gestreute Leistung ist mit (6)

$$N \cdot S = \frac{8(\varepsilon - 1)^2}{3(\varepsilon + 2)^2} x^4 a_0^2 \pi J_0 \frac{0}{16a_0^2}. \quad (13)$$

Diese Leistung muß kleiner als 3% der Leistung sein, die durch die vorhandenen Kratzer gestreut wird. Diese gemessene Leistung ist nach (11)

$$S = J_0 \bar{Q} \Sigma F_v. \quad (11)$$

so muß gelten

$$\frac{8(\varepsilon - 1)^2}{3(\varepsilon + 2)^2} x^4 \pi J_0 \frac{0}{16} \leq J_0 \bar{Q} \Sigma F_v \cdot 3 \cdot 10^{-2} \quad (14)$$

oder

$$a_0 \leq \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt[4]{\bar{Q} \Sigma F_v \frac{0,18}{0 \cdot \pi} \left(\frac{\varepsilon + 2}{\varepsilon - 1} \right)^2}. \quad (15)$$

Nutzt man die für Abb. 8 gültigen Werte $\lambda = 544 \text{ m}\mu$, $\varepsilon = 2 \text{ cm}^2$ (die von der Intensität J_0 getroffene Fläche des Kristalls) $\varepsilon = n^2$ Steinsalz in die Formel (15) ein, so folgt

$$a_0 \leq 3,4 \cdot 10^{-2} \lambda \quad (16)$$

oder

$$a_0 \leq 190 \text{ Å.}$$

Die Abschätzung ergibt einen Maximaldurchmesser der streuenden Kristallblöcke auf der polierten Kristalloberfläche von etwa 400 Å. Der Abstand benachbarter Blöcke ist dabei mit $4a_0$ angenommen. Die Raetherschen Ergebnisse lassen vermuten, daß die Besetzungsdichte der Oberfläche mit streuenden Kristallblöcken größer ist als die angenommene. Dann müssen aber die Durchmesser der Blöcke kleiner sein

als 400 Å, weil sonst ihr Beitrag zum Streulicht durch die Messung nachweisbar wäre.

Man kann in der Abschätzung noch einen Schritt weiter gehen. Die Beziehung (15) wurde unter der Annahme abgeleitet, daß die Radien der Kristallblöcke auf der Oberfläche alle den gleichen Wert a_0 haben. Diese Annahme trifft sicher nicht zu. Viel wahrscheinlicher ist eine Verteilung der Radien um einen Mittelwert. Die von einem kugelförmigen Teilchen mit $a \ll \lambda$ gestreute gesamte Leistung ist proportional zur 6. Potenz des Radius. Die gesamte von einer Ansammlung von Teilchen mit verschiedenen Radien gestreute Leistung hat daher im allgemeinen einen anderen Betrag als die Leistung, die von einer gleichgroßen Anzahl von Teilchen mit gleichen Radien (die z.B. dem Mittelwert der Verteilung entsprechen) gestreut wird. Führt man als Häufigkeitsverteilung der Radien eine Gaußsche Normalverteilung mit dem Mittelwert a_0 ein,

$$dN(a) = n_0 e^{-b(a-a_0)^2} da \quad (17)$$

[$dN(a)$ = Anzahl der Blöcke zwischen a und $a + da$, b = positive Konstante],

so ist die gesamte, von einem Teilchen der Normalverteilung im Durchschnitt ausgesandte Leistung nach (6) und (17)

$$S = J_0 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b(a-a_0)^2} a^6 da}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b(a-a_0)^2} da}. \quad (18)$$

Ein Teilchen mit dem Radius a_0 streut eine Gesamtleistung von

$$S_0 = J_0 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2 a_0^6. \quad (19)$$

Vergleicht man S_0 mit S durch den Ansatz $S_0 \leq S$, so folgt mit (18) und (19)

$$a_0^6 \leq \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b(a-a_0)^2} a^6 da}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b(a-a_0)^2} da}. \quad (20)$$

Um zu untersuchen, welches der drei Zeichen in (20) gilt, wird $u = a - a_0$ als neue Veränderliche eingeführt und mit dem Nenner der rechten Seite multipliziert:

$$a_0^6 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b u^2} du \leq \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b u^2} (u + a_0)^6 du. \quad (21)$$

Entwickelt man den Klammerausdruck auf der rechten Seite nach dem binomischen Lehrsatz, so zerfällt dieses Integral in eine Summe aus sieben Integralen, bei denen die e -Funktionen mit fallenden Potenzen von u behaftet sind. Eines dieser Integrale ist der linken Seite gleich. Die Summe der restlichen Integrale auf der rechten Seite ist > 0 , da alle Integrale mit ungeraden Potenzen im Integranden verschwinden, diejenigen mit geraden Potenzen von u aber positive Beiträge liefern. Es gilt also $S_0 < S$.

Eine Ansammlung von Kugeln, deren Radien ($\ll \lambda$) nach einer Gaußschen Normalverteilung um den Mittelwert a_0 gruppiert sind, streut also stets eine höhere Leistung als eine gleich große Anzahl von Kugeln, die alle den Radius a_0 haben.

Auf die untersuchten Steinsalzoberflächen angewendet bedeutet dies, daß die nach dem Polieren auf

einer Steinsalz(110)fläche zurückbleibenden Kristallblöcke höchstens Lineardimensionen von $2a_0 = 400 \text{ \AA}$ haben können, wenn sie alle gleiche Größe haben, oder daß der Mittelwert ihrer Lineardimensionen $< 400 \text{ \AA}$ ist, wenn diese um einen Mittelwert symmetrisch verteilt sind.

3. Messungen an getemperten Steinsalz(110)Flächen

In gleicher Weise wie an polierten, ungetemperten Steinsalzplatten wurde die Messung der gestreuten Intensität in Abhängigkeit vom Streuwinkel an polierten und getemperten Platten durchgeführt. Parameter waren dabei wieder die Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes (\mathcal{E}_0 senkrecht und parallel

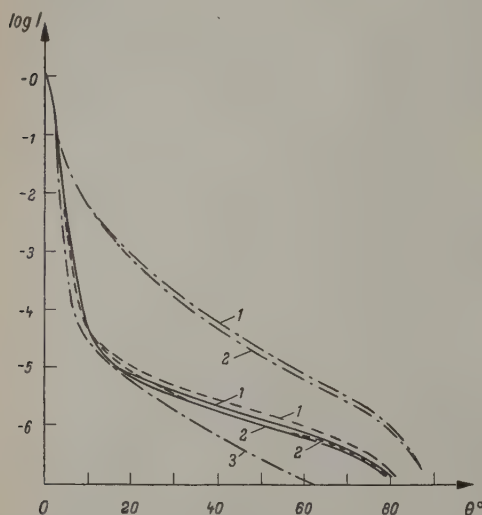


Abb. 9. Streudiagramme von polierten Steinsalzoberflächen, einstündige Temperung. Durchgezogene Kurven: 1 getempert bei 525°C , 2 vor der Temperung. Gestrichelte Kurven: 1 getempert bei 600°C ; 2 vor der Temperung. Strichpunktierte Kurven: 1 getempert bei 750°C , [100] Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 2 getempert bei 750°C , [100] Richtung parallel zur Beobachtungsebene; 3 vor der Temperung

zur Beobachtungsebene) und die Orientierung der Kristallplatte ([100] Richtung senkrecht bzw. parallel zur Beobachtungsebene).

Bei der Temperung wurden Temperaturzeit und -temperatur variiert. Die Temperaturzeiten waren eine, drei und neun Stunden, die Temperaturen lagen zwischen 300 und 750°C mit Stufen von 150 bzw. 75°C .

In Abb. 9 sind die Ergebnisse der Streulichtmessungen an einstündig getemperten Kristallplatten zusammengefaßt. Bis zu einer Temperatur von 450°C zeigten die untersuchten Oberflächen vor und nach dem Tempern im Rahmen der Meßgenauigkeit identische Streudiagramme. Die Unabhängigkeit der Streudiagramme von der Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes und von der Orientierung der Kristallplatten blieb erhalten. Für die Beschaffenheit dieser Oberflächen gelten deshalb die gleichen Vorstellungen wie für ungetemperte Flächen, d.h. die Lichtstreuung an diesen Oberflächen wird durch Polierfehler verursacht, während der Beitrag der Rauigkeit der Oberfläche zur Lichtstreuung unterhalb der Meßgenauigkeit bleibt. Es kann deshalb nicht entschieden werden, ob bei einstündiger Temperung im Temperaturbereich bis 450°C eine Glättung der Ober-

fläche eintritt, wie sie z.B. von RAETHER [2] angegeben wurde. Sicher ist nur, daß starke Zerstörung der Oberfläche, wie z.B. Polierkratzer, erhalten bleiben.

Bei einstündiger Temperung bei 525°C tritt eine Änderung der Streudiagramme ein. Die getemperte Oberfläche streut jetzt unter gleichem Winkel θ mehr Licht als die ungetemperte. Das Streudiagramm der getemperten Fläche ist allerdings wie bisher unabhängig von der Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes und von der Orientierung der Kristallplatte.

Wir müssen daraus schließen, daß eine geringe Arrauhung der Oberfläche eingetreten ist. Das von der Flächenrauigkeit herrührende Streulicht wird seiner Intensität beobachtbar gegenüber dem von Polierfehlern verursachten. Die Größe der streuenden Teilchen müssen der Wellenlänge gleichkommen bzw. darüberliegen, weil das Streudiagramm der Oberfläche unabhängig von der Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes ist. Die streuenden Teilchen müssen wegen der Unabhängigkeit des Streudiagramms von der Orientierung der Kristallplatte entweder rotationssymmetrisch oder statistisch orientiert sein.

Einstündige Temperung bei 600°C ergibt fast das gleiche Resultat wie einstündige Temperung bei 525°C . Die Differenz zwischen den beiden Streudiagrammen vor und nach der Temperung ist etwas größer geworden. Die streuenden Teilchen haben entweder ihre Anzahl oder ihre Dimensionen vergrößert.

Einstündige Temperung bei 750°C ergibt getriebene Oberflächen, im Gegensatz zu den bisher besprochenen Oberflächen, die auch nach der Wärmebehandlung dem Auge völlig klar erschienen. Die Unabhängigkeit der Streudiagramme von der Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes bleibt, dagegen geht die Rotationssymmetrie der Streulichtverteilung um die Flächennormale verloren. Orientiert man die [100] Richtung der Kristallplatte senkrecht zur Beobachtungsebene, so ist in der Beobachtungsebene durchwegs $I(\theta)$ größer, als wenn die [100] Richtung des Kristalls parallel zur Beobachtungsebene liegt. Diese Erscheinung deutet auf orientierte Aufwachsenden auf der Kristalloberfläche hin, und zwar auf Teilchen, die in einer Richtung größere Ausdehnung haben als in den anderen Richtungen. Die Richtung, in der die größte Ausdehnung vorliegt, ist parallel zur [100] Richtung des Kristalls. Die Querdimensionen (Durchmesser) der aufgewachsenen Teilchen sind nicht auf einen engen Bereich begrenzt, aber $\geq \lambda$, da sonst eine Abhängigkeit der Streudiagramme von der Schwingungsrichtung des eingestrahlten Lichtes eintreten müßte.

Die Ergebnisse der Streulichtmessungen an dreistündig getemperten Kristallplatten sind in Abb. 10 zusammengefaßt.

Dreistündige Temperung bei 300°C ergab keine Änderung der Streudiagramme. Die Unabhängigkeit von Schwingungsrichtung und Kristallorientierung blieb erhalten.

Dreistündige Temperung bei 450°C bzw. 525°C führte zu einer Steigerung von $J(\theta)$ gegenüber den ungetemperten Kristall, jedoch blieb wieder die Unabhängigkeit von Schwingungsrichtung und Kristallorientierung erhalten. Aus den Ergebnissen sind d.

glichen Folgerungen zu ziehen wie bei einstündiger Temperung.

Dreistündige Temperung bei 600° C führte zu einer radikalen Änderung der Streudiagramme. Es trat eine starke Abhängigkeit von der Orientierung der Kristallplatten auf. Stand die [100] Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene, so zeigte sich eine Abhängigkeit der Diagramme von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes. Stand die [100] Richtung parallel zur Beobachtungsebene, so unterschied sich das Streudiagramm nur wenig von dem der ungetemperten Fläche. Zudem war keine Abhängigkeit von der Schwingungsrichtung zu verzeichnen. Das Streuver-

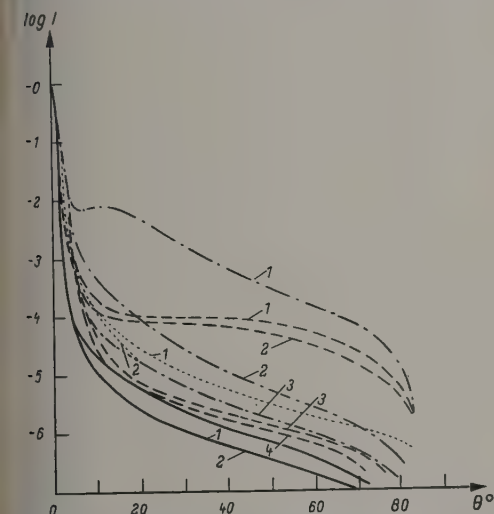


Abb. 10. Streudiagramme von polierten Steinsalzoberflächen, dreistündige Temperung. Durchgezogene Kurven: 1 getempert bei 525° C; 2 vor der Temperung. Gestrichelte Kurven: 1 getempert bei 600° C, \mathcal{E}_0 und [100] Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 2 getempert bei 600° C, \mathcal{E}_0 parallel, [100] Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 3 getempert bei 400° C, \mathcal{E}_0 parallel oder senkrecht, [100] Richtung parallel zur Beobachtungsebene; 4 vor der Temperung. Strichpunktierte Kurven: 1 getempert bei 675° C, \mathcal{E}_0 senkrecht oder parallel, [100] Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 2 getempert bei 675° C, \mathcal{E}_0 senkrecht oder parallel, [100] Richtung parallel zur Beobachtungsebene; 3 vor der Temperung. Punktierte Kurven: 1 getempert bei 750° C; 2 vor der Temperung.

halten der Oberflächen deutet auf stäbchenförmige Aufwachsungen hin, deren Längsachse sich mit der [100] Kristallrichtung deckt.

Abb. 11 zeigt die bereits im vorigen Abschnitt definierte streuende Fläche des bei 600° C 3 Std lang getemperten Kristalls (in Abhängigkeit von $1/\lambda$).

Die Größenordnung der Stäbchendurchmesser läßt sich aus der Extinktion ableiten. Das von der einfallenden Intensität getroffene Stück der Kristalloberfläche hatte eine Größe von $0{,}2 \text{ cm}^2$. Die gestreute Leistung S und damit $\bar{Q}\Sigma F_v$ wurde aus der scheinbaren Absorption der Fläche ermittelt. Der Empfänger der Meßapparatur wurde auf einen Streuwinkel $\Theta = 0$ eingestellt und S aus der Differenz der Anzeige mit (Φ) und ohne Prüfling (Φ_0) im Strahlengang ermittelt.

Dann ist

$$\bar{Q}\Sigma F_v = 0 \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (22)$$

Wegen der speziellen Form und Lage der streuenden Teilchen (Stäbchen mit parallelen Längsachsen) hängt

der Betrag der streuenden Fläche von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes ab.

Vergleicht man Abb. 11 mit Abb. 3, so liegt es nahe, die Meßkurven von $\bar{Q}\Sigma F_v$ mit dem Bereich $1 \leq x \leq 3$ in der theoretischen Darstellung für $Q(x)$ für Zylinder zu identifizieren.

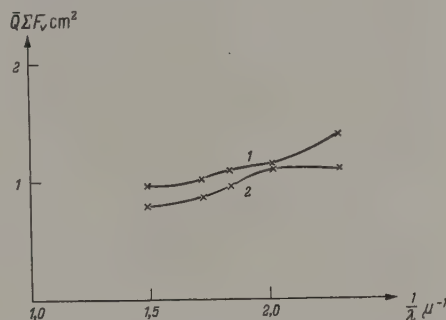


Abb. 11. Streuende Fläche eines polierten Steinsalzkrystals in Abhängigkeit von $1/\lambda$, getempert 3 Std bei 600° C. Kurve 1: \mathcal{E}_0 parallel zur Stäbchenachse; Kurve 2: \mathcal{E}_0 senkrecht zur Stäbchenachse

Nimmt man für den Punkt $\lambda = 544 \text{ m}\mu$ (d. h. $1/\lambda = 1,84 \mu^{-1}$) der Meßkurve den Wert $x = 2$ an, so folgt daraus mit

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1)$$

ein Stäbchenradius von etwa $170 \text{ m}\mu$. Dieser Zahlenwert stellt nur die Größenordnung der Stäbchenradien

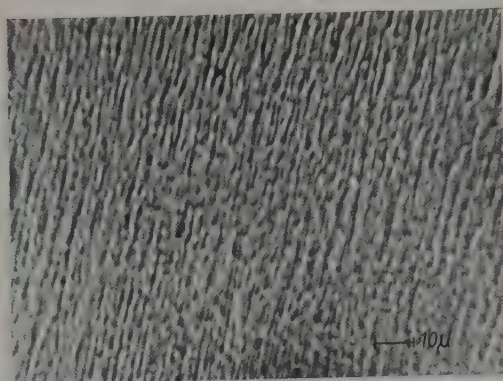


Abb. 12. Mikroaufnahme einer polierten Steinsalzoberfläche, getempert 3 Std bei 675° C

dar. Um eine genauere Größenbestimmung zu erreichen, müßte der Verlauf von $\bar{Q}\Sigma F_v$ auch ins UV und Ultrarot verfolgt werden. Dazu bestand aber apparativ nicht die Möglichkeit.

Eine dreistündige Temperung bei 675° C ergab getrübte Kristalloberflächen. Die Streudiagramme (Abb. 10) waren innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes, doch blieb eine starke Abhängigkeit von der Kristallorientierung bestehen. Als Ursache sind wieder stäbchenförmige Aufwachsungen anzunehmen, allerdings wegen der stärkeren Vorwärtstreue mit größeren Stäbchendurchmessern als beim vorigen Versuch. Abb. 12 zeigt eine Mikroaufnahme einer bei 675° C drei Std getemperten Kristalloberfläche. Es

lassen sich Stäbchen mit Durchmessern von 2 bis $3\ \mu$ erkennen. Die Größenordnung der Stäbchendurchmesser und deren Größenverteilung geben einen

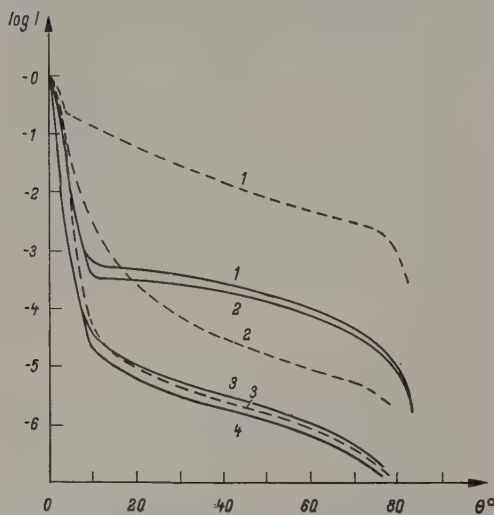


Abb. 13. Streudiagramme von polierten Steinsalzoberflächen, neunstündige Temperung. Durchgezogene Kurven: 1 getempert bei 600°C , \mathcal{E}_s und $[100]$ Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 2 getempert bei 600°C , \mathcal{E}_s parallel, $[100]$ Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 3 getempert bei 600°C , \mathcal{E}_s senkrecht oder parallel, $[100]$ Richtung parallel zur Beobachtungsebene; 4 vor der Temperung. Gestrichelte Kurven: 1 getempert bei 675°C , \mathcal{E}_s senkrecht oder parallel, $[100]$ Richtung senkrecht zur Beobachtungsebene; 2 getempert bei 675°C , \mathcal{E}_s senkrecht oder parallel, $[100]$ Richtung parallel zur Beobachtungsebene; 3 vor der Temperung

Hinweis darauf, daß die Ergebnisse von ELSÄSSER [5] über die Lichtstreuung an Kugelgemischen auch auf ein Gemisch zylindrischer Teilchen angewendet werden

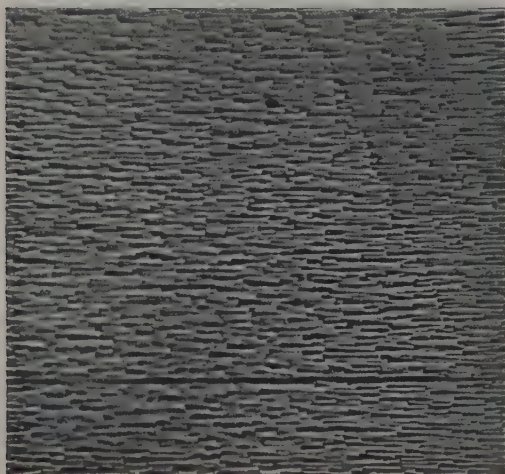


Abb. 14. Mikroaufnahme einer polierten Steinsalzoberfläche, getempert 9 Std bei 675°C

können. Hier wie dort ist $J(\theta)$ unabhängig davon, ob senkrecht oder parallel zur Beobachtungsebene schwingendes Licht eingestrahlt wird.

Die festgestellte Größenordnung der Stäbchenabstände erklärt auch das im Streudiagramm der getemperten Fläche auftretende Nebenmaximum unter $\theta \approx 10^\circ$. Faßt man die getemperte Oberfläche als

optisches Gitter mit der Gitterkonstanten $d \approx (\lambda = 544\text{ m}\mu)$ auf, so zeigt die Rechnung, daß — innerhalb der Meßgenauigkeit — das Hauptmaximum erster Ordnung unter diesem Winkel auftritt.

Dreistündige Temperung bei 750°C führte zu einer glasig-klaaren, unebenen Oberfläche. Das Streudiagramm zeigte sich gegenüber dem der ungetemperten Fläche etwas verändert (Abb. 10), jedoch weit weniger als bei den beiden zuletzt beschriebenen Versuchen. Es ist wieder Unabhängigkeit von Kristallorientierung und Schwingungsrichtung des eingestrahlt Lichtes zu verzeichnen. Auf der Oberfläche sind gemäß den Meßergebnissen keine orientierten Aufwachsungen vorhanden. Die weitgehende Erweichung der

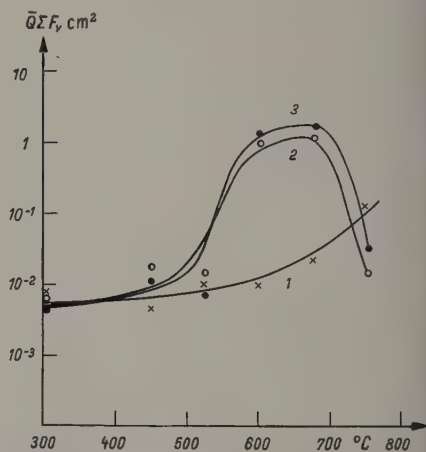


Abb. 15. Streuende Fläche eines polierten Steinsalzkristalls in Abhängigkeit von der Temperatur. Parameter: Temperatur. Kurve 1: Dreistündige Temperung; Kurve 2: dreistündige Temperung; Kurve 3: neunstündige Temperung

Kristalls bei hoher Temperatur führt zu makroskopischer Verformung der Oberfläche, die durch Linsewirkung eine verstärkte Streuung gegenüber der ungetemperten, glatten Fläche verursacht.

Neunstündige Temperung bei den angegebenen Temperaturen führt mit geringen Abweichungen zu gleichen Ergebnissen wie dreistündige (Abb. 13). Bei 675°C weisen die aufgewachsenen Stäbchen etwa den doppelten Durchmesser gegenüber dreistündiger Temperung auf. Abb. 14 zeigt die Mikroaufnahme einer Oberfläche, die 9 Std bei 675°C getempert wurde. Man sieht Stäbchendurchmesser von etwa $5\ \mu$ zu erkennen.

Auf Grund der bisher mitgeteilten Meßergebnisse war es möglich, Aussagen über Form und Größe der Partikeln zu machen, welche die Lichtstreuung an polierten und getemperten Steinsalz(110)Flächen verursachen. Es bleibt zu untersuchen, wie stark die Aufrauhung der Oberflächen durch die Anwesenheit dieser Partikeln war. Zu diesem Zweck wurde bei konstanter Wellenlänge des einfallenden Lichtes die streuende Fläche der Kristalle in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die streuende Fläche — definiert durch das Produkt aus Gesamtfläche der Parallelprojektionen aller streuenden Teilchen mit ihrem mittleren Wirkungsfaktor — ist im wesentlichen proportional zu ΣF_v , da Q in dem ermittelten Größenbereich der streuenden Teilchen zwischen 1 und 2 liegt. Zur Ermittlung der Größenordnung

ΣF_v kann von den Schwankungen des Faktors \bar{Q} abgesehen werden. Abb. 15 zeigt $\bar{Q} \Sigma F_v$ als Funktion der Temperaturschwellen mit der Temperatur als Parameter. Die von der einfallenden Intensität der Strahlung abhängende Fläche der Kristallplatten war bei allen Versuchen $0 = 2 \text{ cm}^2$.

Bei einstündiger Temperung ist ab 525°C eine mit wachsender Temperatur zunehmende Rauigkeit zu verzeichnen. Bei drei- bzw. neunstündiger Temperung vergrößert sich die Rauigkeit von etwa 450°C an, durchläuft bei etwa 675°C ein Maximum und fällt mit wachsender Temperatur wieder ab. Bei neunstündiger Temperung ist das erreichte Maximum von ΣF_v höher als bei dreistündiger, was durch die größeren Dimensionen der streuenden Stäbchen zu erklären ist. Der starke Abfall der Kurven 2 und 3 bei hohen Temperaturen resultiert aus der Glättung der Oberflächen. Kurve 1 zeigt, daß bei einstündiger Temperung nur ein monotoner Anstieg, aber kein Maximum von $\bar{Q} \Sigma F_v$ auftritt.

Zusammenfassung

Es wurden Streuung und Extinktion des sichtbaren Lichtes durch polierte und getemperte Steinsalz(110)-Oberflächen innerhalb eines Meßbereichs von 7 Zehnerpotenzen untersucht. Dabei ergaben sich folgende Resultate:

Die Lichtstreuung polierter, ungetemperter Steinsalzoberflächen wird im überwiegenden Maß durch die stets vorhandenen Polierfehler (Kratzer) verursacht. Die neben den Polierkratzern vorhandene Rauigkeit der Oberflächen wird durch Kristallblöcke verursacht, deren Lineardimensionen im Mittel $< 400 \text{ \AA}$ sind.

Bei einstündiger Temperung bis zu 450°C konnte durch die Streulichtmessung keine geometrische Änderung der polierten Flächen festgestellt werden. Wird die Temperatur bei der Wärmebehandlung erhöht, so nimmt die Rauigkeit der Oberflächen zu. Es bilden sich neue lichtstreuende Teilchen (Kristallblöcke) mit Dimensionen $\geq 500 \text{ m}\mu$ aus. Eine Vor-

zugsrichtung in der Orientierung dieser Teilchen konnte nicht festgestellt werden. Einstündiges Tempern bei 750°C hat ein Aufwachsen stäbchenförmiger Teilchen zur Folge, deren Durchmesser im Mittel $\geq 500 \text{ m}\mu$ sind und deren Längsachsen parallel zur [100] Kristallrichtung liegen.

Dreistündige Temperung bei 300°C ergab keine merkliche geometrische Änderung der Oberflächen. Ab 450°C treten neue streuende Teilchen (Kristallblöcke) mit Dimensionen $\geq 500 \text{ m}\mu$ auf, bei denen keine Vorzugsrichtung der Orientierung festzustellen ist. Bei 600°C bilden sich Stäbchen mit Durchmessern von etwa $350 \text{ m}\mu$ aus, deren Längsachsen parallel zur [100] Kristallrichtung sind. Dreistündige Wärmebehandlung bei 675°C läßt die Stäbchendurchmesser im Mittel auf 2 bis 3μ anwachsen. Bei 750°C treten thermoplastische Verformungen der Kristalloberfläche auf. Mikroskopische Aufwachsungen auf der Oberfläche sind nicht mehr vorhanden.

Neunstündige Temperung bringt fast gleiche Resultate wie dreistündige. Bei 675°C liegen die Durchmesser der aufgewachsenen Stäbchen bei etwa 5μ .

Die Rauigkeit der Oberflächen — ermittelt aus der Extinktion — steigt bei einstündiger Temperung zwischen 525 und 750°C monoton an.

Tempt man drei bzw. neun Stunden, so wird ein Maximum der Rauigkeit bei 675°C erreicht. Die Höhe des Maximums wächst mit steigender Temperatur.

Literatur: [1] ASSELMAYER, F.: Untersuchungen an Steinsalz. Diss. München 1941. — [2] RAETHER, H.: Optik **2**, 296 (1946). — [3] ASSELMAYER, F., u. W. BIENERT: Z. angew. Phys. **12**, 16 (1960). — [4] VAN DE HULST, H.C.: Light Scattering by Small Particles. New York: Wiley & Sons 1957. — [5] ELSÄSSER, H.: Z. Astrophys. **34**, 50 (1954). — [6] AUGHEY, W.H., and F.J. BAUM: J. Opt. Soc. Amer. **44**, 833 (1954). — [7] KYROPOULOS: Z. anorg. allg. Chem. **154**, 308 (1926).

Professor Dr. Ing. FRITZ ASSELMAYER,
Physikalisches Institut Weihenstephan
der Technischen Hochschule München

Dipl.-Phys. HERMANN WALTER,
Optische Werke G. Rodenstock,
München 5, Isartalstr. 39—43

Zur Möglichkeit der stetigen Steuerung von Elektronenströmen in verdünnten Gasräumen

Von EMIL PFENDER und WERNER BLOSS

Mit 17 Textabbildungen

(Eingegangen am 1. März 1961)

I. Einleitung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Frage der stetigen Steuerung von Elektronenströmen in verdünnten Gasräumen und als Extremfall die Unterbrechung solcher Elektronenströme. Man strebt mit diesen Versuchen die Darstellung eines Entladungsgefäßes an, das sowohl den Vorteil der stetigen Steuerbarkeit der HV-Elektronenröhre besitzt, als auch den geringen Innenwiderstand, der z.B. eine spezifische Eigenschaft des Thyratrons darstellt.

Schon in den Jahren von 1913 bis 1920 wurden von PIERCE, DE FOREST und NIENHOLD [1], die wohl als die eigentlichen Begründer dieser Entwicklungsrich-

tung anzusprechen sind, Versuche unternommen, durch entsprechende Elektrodenanordnungen und Elektrodenkombinationen die erwünschte Steuerbarkeit zu ermöglichen. Dabei wurden im allgemeinen die für den Hauptstromkreis erforderlichen Ladungsträger durch eine Hilfsentladung mit flüssiger Hg-Kathode erzeugt. Zu einer breiten technischen Einführung dieser — teilweise subtilen — Entladungsgefäße kam es nicht.

Nach 1922 wurden in Deutschland bei Siemens Entwicklungen mit ähnlicher Zielsetzung aufgenommen. Die von LÜBCKE und SCHORTKY [2] entwickelten Gefäße führten — je nach Elektrodenanordnungen —

die Bezeichnung Kopf- oder Wandstromverstärker. Auch bei diesen Gefäßtypen wurden durch ein Hg-Hilfplasma die für den Hauptstromkreis erforderlichen Elektronen bereitgestellt. Aus verschiedenen Gründen konnten sich auch diese Gefäße technisch nicht durchsetzen.

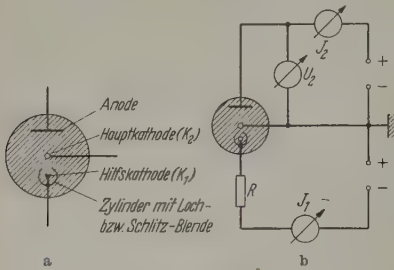


Abb. 1 a u. b. Elektrodenanordnung und Beschaltung einer Plasmatronröhre

In den Jahren von 1930 bis 1950 sind von verschiedenen Autoren zu dem Thema der Steuerbarkeit von Gasentladungen Arbeiten erschienen [3] bis [17]. Ein großer Teil dieser Veröffentlichungen stammt aus

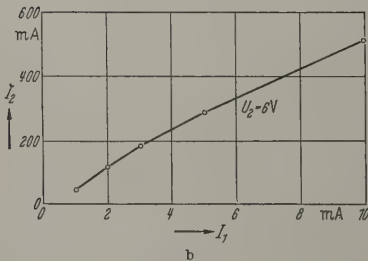
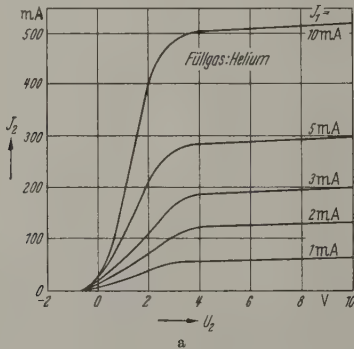


Abb. 2. a Statisches Kennlinienfeld $J_2 = f(U_2)_{J_1 = \text{const.}}$ b Kennlinie $J_2 = f(J_1)_{U_2 = \text{const.}}$

der Schule von Prof. SCHUMANN (München). Dort ist das Problem der Steuerbarkeit mit Gittern netz- oder siebartiger Struktur, die senkrecht zur Entladungsbahn angeordnet waren, untersucht worden.

1951/52 ist von JOHNSON [18], [19] und JOHNSON und WEBSTER [20] eine originelle Idee zur stetigen Steuerung von Gasentladungen vorgeschlagen und in geringem Umfang wohl auch technisch verwertet worden. Es handelt sich dabei um das sog. Plasmatron (zu unterscheiden von Ionenquellen, die die Bezeichnung „Uno- und Duoplasmatron“ führen [22]).

Die Versuche, über die im folgenden berichtet werden soll, gehen von der Grundidee des Plasmatröns

aus. In neuerer Zeit sind solche Gefäße im Hinblick auf die Möglichkeit der Direktumwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie von Interesse.

II. Zur Wirkungsweise eines Plasmatröns

Zur strengen Unterscheidung von einer Spieldes Plasmatröns mit Gitter in der Hauptentladungsstrecke (Plasmatronröhre) soll das Gefäß, das im allgemeinen nur die Bezeichnung Plasmatron führen kann, genauer mit *Plasmatronröhre* bezeichnet werden. Abb. 1 zeigt die prinzipielle Elektrodenanordnung der Plasmatronröhre sowie die zugehörigen Schaltkreise zur Aufnahme eines statischen Kennlinienfeldes.

Zwischen Hilfs- und Hauptkathode wird eine Hilfsentladung gezündet (J_1). Der Widerstand R dient dabei als Stabilisierungswiderstand. Das zwischen Hilfs- und Hauptkathode gebildete Plasma lagert sich durch Diffusion auch in den Raum zwischen Hauptkathode und Anode ein. Bei praktischen Ausführungen umgibt die Anode hufeisenförmig die Hauptkathode, so daß dieser Effekt begünstigt wird. Die positiven Ionen aus dem Plasma sorgen für eine Auflöserung der negativen Raumladung vor der Hauptkathode. Außerdem stellt das Plasma zwischen Hauptkathode und Anode einen verhältnismäßig guten elektrischen Leiter dar. Die Leitfähigkeit entspricht etwa der des Germaniums bei Zimmertemperatur. Die beiden genannten Effekte führen dazu, daß schon bei kleinen Spannungen (Größenordnung 1 V) zwischen Hauptkathode und Anode relativ große Ströme im Hauptkreis fließen können.

Die Leitfähigkeit des Hilfplasmas ist der Trägerdichte dieses Plasmas proportional. Man wird daher bestrebt sein, eine möglichst große Plasmadichte im Raum Hauptkathode—Anode bei konstantem Hilfsstrom (J_1) zu erzeugen. Durch eine Loch- bzw. Schlitzblende in einem metallischen Zylinder, der coaxial um die Hilfskathode angeordnet ist, kann der gewünschte Effekt bis zu einem gewissen Grade realisiert werden.

Durch Variation des Hilfsstromes J_1 kann die gesamte Trägerdichte des Hilfplasmas verändert werden. Dies bedeutet, daß der Hauptstrom J_2 über den Hilfsstrom J_1 gesteuert werden kann, solange die Spannung U_2 kleiner bleibt als die Ionisierungsspannung des betreffenden Füllgases. Wird $U_2 > U_J$, so bildet sich zwischen Hauptkathode und Anode eine selbständige Entladung aus, unabhängig von der Größe des Hilfsstromes. Die Steuerfähigkeit der Röhre geht damit verloren. Abb. 2 zeigt ein statisches Kennlinienfeld, sowie den Zusammenhang von $J_2 = f(J_1)$ bei konstanter Hauptspannung U_2 , aufgenommen an einem Gefäß mit He-Füllung.

Aus Kurve b läßt sich ein Stromverstärkungsfaktor $\mu = dJ_2/dJ_1$ definieren. Solange man im linearen Teil der Kennlinie $J_2 = f(J_1)$, $U_2 = \text{const.}$ bleibt, kann man näherungsweise $\mu = J_2/J_1$ setzen. Der lineare Zusammenhang zwischen J_2 und J_1 bleibt nach JOHNSON und WEBSTER [20] bis zu einem Wert $J_E/2$ (J_E Eigenemission der Hauptkathode) erhalten. Sobald $J_2 > J_E/2$ wird, nimmt der Stromverstärkungsfaktor rasch ab.

III. Eigenschaften eines Plasmatröns mit einem Gitter in der Hilfsentladungsstrecke

Abweichend von den zitierten amerikanischen Arbeiten haben wir bei den folgenden Versuchen eine

eren Weg beschränkt. Verschiedene Überlegungen, wobei die Löscharkeit der Hilfsentladung im Vordergrund stand, führten zum Einbau eines Gitters in die Hilfsentladungsstrecke. Dabei zeigten sich einige interessante physikalische Erscheinungen, die näher untersucht wurden.

1. Die Versuchsanordnung

In Abb. 3 ist die prinzipielle Elektrodenanordnung und eine maßstäbliche Skizze eines Versuchsgefäßes dargestellt.

Konzentrisch um die Hilfskathode sind 3 Zylinder angeordnet. Der Zylinder 1 befindet sich auf Hilfskathodenpotential und dient sowohl zur Halterung der Hilfskathode als auch zur räumlichen Begrenzung des Hilfsplasmas. Für den letzteren Zweck ist in diesem Zylinder in Richtung auf die Hauptkathode eine ringförmige Öffnung von 6 mm Durchmesser angebracht.

Der Zylinder 2 besitzt kreisförmige Öffnungen von 4, 2 und 1 mm Durchmesser. Durch diese Öffnungen kann das Hilfsplasma bei entsprechender Stellung des Zylinders 2 hindurchtreten. Dazu besitzt der Zylinder 2 eine Drehvorrichtung. Auf der unteren Glimmerscheibe ist eine rinnenförmige Führung befestigt, in der sich der Zylinder 2 drehen kann. Die Drehbewegung wird von außen durch einen Magneten auf die äußere Nickelplatte übertragen. Auf diese Weise kann die der 4 Öffnungen in die Entladungsbahn der Hilfsentladung gebracht werden.

Der äußere Zylinder 3 ist abschnittsweise mit Gittern verschiedener Maschenweite versehen, wobei ein Abschnitt ganz freigelassen wurde. Der Zylinder 3 ist ebenfalls drehbar, so daß Gitter mit verschiedener Maschenweite in die Entladungsbahn der Hilfsentladung gebracht werden können.

Das ganze System wurde auf einen Maschinenfuß montiert und in einen entsprechend vorgeformten Kolben eingeschmolzen. Zur Getterung wurde auf der Oberseite des Kolbens ein Nickeldrahtnetz mit einigen Bariumpillen (Ni-Ba) vorgesehen.

Die Hauptkathode (Oxydkathode) mit einer mittleren Fläche von etwa 3 cm² sollte bei guter Aktivierung einen Sättigungsstrom von etwa 2,5 Amp bei normaler Betriebstemperatur der Kathode liefern. Dieser Wert ließ sich nach entsprechender Behandlung der Kathode und der benachbarten Elektroden erreichen.

Die Aktivierung der Hilfskathode (Oxydkathode) war weniger schwerwiegend, denn von der Hilfskathode wurden nur Ströme bis zu 20 mA gefordert. Die emittierende Fläche der Hilfskathode wurde mit 1 cm² sehr reichlich bemessen.

Nach vollzogener Elektrodenentgasung und Kathodenaktivierung mit jeweils zwischengeschalteten Ausheizprozessen wurde das Getter abgeschossen, das Gefäß mit Edelgas gefüllt und von der Pumpe abgezogen.

Ein Teil der Messungen wurden mit dem beschriebenen Versuchsgefäß durchgeführt. Für die anderen Messungen wurden Gefäße mit festen Elektrodenanordnungen aufgebaut, die vor allem zum Studium des Einflusses der Gasart dienen sollten.

2. Der Verstärkungsgrad

Aus dem dynamischen Gleichgewicht zwischen den in der Hilfsentladung durch Elektronenstoß erzeugten Ladungsträgern und den im Hauptkreis überwiegend durch ambipolare Diffusion verschwindenden Ladungsträgern erhielten JOHNSON und WEBSTER [20] für den Stromverstärkungsgrad folgenden Ausdruck:

$$\mu = \frac{I_2}{I_1} = C \cdot \frac{S(U) \cdot \lambda_e' \cdot \tau \cdot F}{V} \quad (1)$$

Dabei bedeuten C eine Konstante (Dimension cm/sec), die implizit die Elektronentemperatur der Plasma-

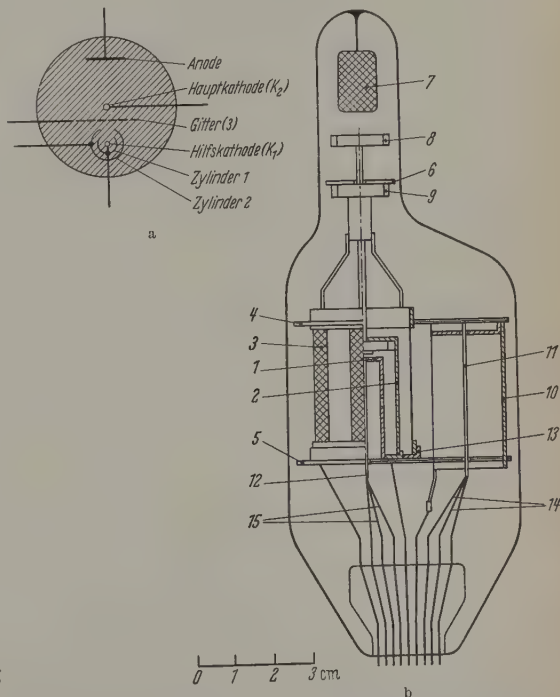


Abb. 3a u. b. Prinzipielle Elektrodenanordnung (a) und maßstäbliche Skizze (b) eines Versuchsgefäßes. 1 Zylinder 1, 2 Zylinder 2, 3 Zylinder 3, 4, 5, 6 Glimmerscheiben, 7 Drahtnetz für Getterpillen, 8, 9 Platten aus Nickel, 10 U-förmige Anode, 11 Hauptkathode, 12 Hilfskathode, 13 Führung für Zylinder 3, 14 Heizer für Hauptkathode, 15 Heizer für Hilfskathode

elektronen enthält, $S(U)$ die differentiale Ionisierungsfunktion, λ_e' die mittlere freie Weglänge der Elektronen bezüglich unelastischer Stöße, τ die Plasmazerfallskonstante, F die Anodenoberfläche und V das Plasmavolumen. Der Einfluß dieser Größen auf den Stromverstärkungsgrad wurde mit der oben beschriebenen Anordnung experimentell untersucht. Die wesentlichen Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt:

a) Die Abhängigkeit von der Brennspannung der Hilfsentladung. Durch Drehen des Zylinders 3 (siehe Abb. 3) konnten sowohl das Plasmavolumen als auch die Brennspannung der Hilfsentladung verändert werden. Der Einfluß der Gitter in der Hilfsentladung erwies sich aber nicht nur zur Vergrößerung des Stromverstärkungsgrades als vorteilhaft, sondern konnte auch zur Steuerung des Hauptstromes angewendet werden. Außerdem zeigte es eine stabilisierende Wirkung auf die Hilfsentladung, die — besonders bei

Edelgasen höherer Ordnungszahl — stark zu Instabilitäten neigt.

Beim Einführen von Gittern verschiedener Maschenweite in den Entladungsraum wird ein Brennspannungsanstieg beobachtet, der sich nach Untersuchungen von FETZ [6] als elektrische Doppelschicht

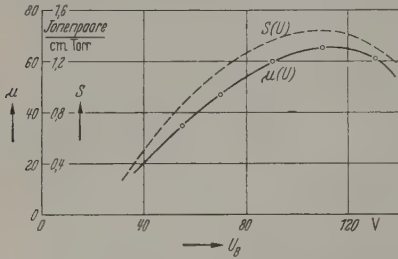


Abb. 4. Stromverstärkungsgrad $\mu(U)$ und differentiale Ionisierung $S(U)$ als Funktion der Brennspannung U_B der Hilfsentladung

in der Gitterzone wiederfindet. In dieser Doppelschicht werden die Elektronen beschleunigt und können dann nachhaltiger ionisieren.

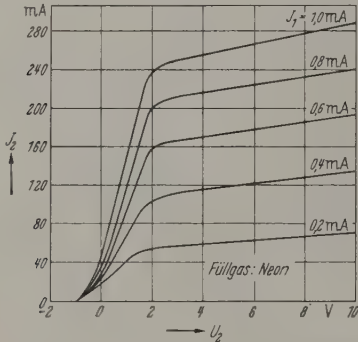


Abb. 5. Statisches Kennlinienfeld bei Neonfüllung

In Abb. 4 ist der Stromverstärkungsgrad über der Brennspannung und zum Vergleich die entsprechenden Werte für die differentiale Ionisierung aufgetragen.

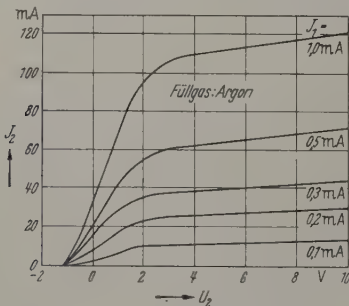


Abb. 6. Statisches Kennlinienfeld bei Argonfüllung

Den günstigsten Wert der Brennspannung (etwa 110 V) erhält man bei obiger Anordnung mit einer Gittermaschenweite von 0,28 mm. Der maximale Stromverstärkungsgrad bei Heliumfüllung betrug $\mu = 125$.

Die Brennspannung der Hilfsentladung läßt sich bei derselben Maschenweite durch Variation des Gitter-

potentials verändern, wobei dann Gitterströme auftreten.

b) *Die Abhängigkeit von der Gasart.* Als günstigster Wert für den Druck bei Heliumfüllung wurde experimentell $p = 1,5$ Torr ermittelt. Bei zunehmendem Druck zeigte sich eine schwache Abnahme des Verstärkungsgrades, während bei kleineren Drücken die beschleunigten Elektronen auf ihrem Weg zur Anode nicht mehr genügend ionisierende Stöße ausführen. Damit nimmt der Verstärkungsgrad rasch ab. Bei Neon- und Argonfüllung wurde zunächst derselbe Füllgasdruck von 1,5 Torr eingestellt und vergleichende Messungen angestellt (s. Abb. 5 und 6).

Mit der in Abb. 7 (s. Abschn. 3) angegebene Schaltung zur Bestimmung des Frequenzverhaltes wurde der Plasmazerfall untersucht und die Zerfallskonstante bestimmt. Dazu wurden an das Gitter der H.V.-Triode an Stelle der kleinen Wechsellspannung Rechteckimpulse gegeben, die mit einer Kippschaltung erzeugt wurden. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Tabelle enthalten.

Tabelle

Gasart	U_B (V)	μ	$s(U)$ (1/cm Torr)	τ (μ sec)	$1/\lambda_e$ (1/cm Torr)	$c' \cdot 10^6$ (sec^{-1})
Helium	30	45	0,3	83	8	14,5
	40	75	0,6		7	10,5
	50	95	0,85		7	9,5
Neon	30	325	0,5	370	13	23
	40	375	1,0		11	11
	50	345	1,6		11	8,5
Argon ($p = 1,5$ Torr)	30	130	8,5	590	44	1,1
	40	180	11		35	0,9
	50	200	12		30	0,8
$p = 0,4$ Torr	30	490	8,5	390	44	6,5

Die Werte von $1/\lambda_e$ für 1 Torr entstammen Kurvendarstellungen von RAMSAUER [21].

Mit den hier aufgeführten Meßwerten soll die Gültigkeit der Gl. (1) für den Stromverstärkungsgrad geprüft werden. Da die Versuche bei derselben geometrischen Anordnung durchgeführt wurden, kann (1) vereinfacht mit einer anderen Konstanten c' geschrieben werden

$$\mu = c' \cdot s(U) \cdot \lambda_e \cdot \tau. \quad (2)$$

Für c' müßte sich dann unabhängig von Gasart und Brennspannung ein konstanter Wert ergeben.

Vor allem bei höheren Brennspannungen ist die Übereinstimmung der c' -Werte für Helium und Neon gut. Dagegen treten bei Argon erhebliche Abweichungen auf. Es wurde daher versucht, durch Variation des Gasdruckes den theoretisch höher erwarteten Stromverstärkungsgrad zu erreichen. Es zeigte sich, daß der optimale Druck bei Argonfüllung bei $p = 0,4$ Torr liegt. Allerdings treten bei diesem Druck starke Rauschen und Eigenschwingungen auf, die den Plasmabetrieb für Verstärkungszwecke unbrauchbar machen. Die dabei gewonnenen Ergebnisse liefern einen Wert von $c' = 6,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, der in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den Werten von Helium und Neon steht. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die von JOHNSON und WEBSTER abgeleitete Beziehung für den Stromverstärkungsgrad

schbare Anhaltspunkte für die Dimensionierung von Plasmatronsystemen liefert.

Der Gültigkeitsbereich für Gl. (1) wird sowohl durch die Eigenemission der Hauptkathode als auch durch die bei größeren Plasmadichten wirksame Volumrekombination eingeschränkt.

3. Frequenzverhalten

Die Eignung der Plasmatrondiode als Verstärker-Element wird nicht nur durch den Stromverstärkungsgrad, sondern auch durch das Frequenzverhalten, sowie durch die Stabilität bestimmt.

Mit der in Abb. 7 angegebenen Schaltung wurde das Frequenzverhalten bei Füllung mit verschiedenen Edelgasen untersucht. Es zeigte sich, daß das Frequenzverhalten stark von den Betriebsbedingungen abhängt. Die Grenzfrequenz kann durch Variation der Brennspannung (s. Abb. 8) oder des Hilfsentladungsstromes (s. Abb. 9) verändert werden. Auf

Grund der kleineren Diffusionsgeschwindigkeit ist die Grenzfrequenz bei Neonfüllung unter sonst gleichen Betriebsbedingungen kleiner. Es zeigt sich jedoch (Abb. 9), daß selbst bei Neonfüllung Grenzfrequenzen bis zu 2 bis 5 kHz erreicht werden können. Der Grund dafür ist in der bei größeren Plasmadichten eintretenden Volumrekombination zu suchen, die als Trägervernichtungsprozeß neben der ambipolaren Diffusion an Bedeutung gewinnt.

Die Überhöhungen der Frequenzkurven in den Abb. 8 und 9 deuten auf eine Eigenfrequenz des Plasmatrons hin, die durch die Ionenlaufzeiten bedingt ist.

Man erhält z.B. bei einem Abstand $s=1,5$ cm zwischen Gitter und Kathode bei einer Ionenbeweglichkeit in Helium von $b^+=5,25 \cdot 10^3$ (cm²/Vsec) [22] die Eigenfrequenz

$$f = \frac{b^+ \cdot E}{2 \cdot s} \text{ (sec}^{-1}\text{)}. \quad (3)$$

Bei einer Feldstärke von etwa 1 V/cm erhält man damit die Eigenfrequenz von $f=1,7$ kHz in befriedigender Übereinstimmung mit den beobachteten Werten.

4. Das Löschmoden

a) Stromunterbrechung. Unter „Löschen“ soll hier die Abschaltung der Hilfsentladung allein durch den Einfluß eines Gitters im Hilfsentladungskreis verstanden werden. Gelingt eine solche Löschung, so kann damit im Hauptkreis ein Strom $J_2 = \mu J_1$ geschaltet werden.

Im allgemeinen ist die Löschung einer bestehenden Entladung durch Gittereinwirkung nicht möglich. Es ist jedoch bekannt, daß einige Thyatrontypen mit Hilfe des Gitters eine Löschung der brennenden Entladung gestatten (z.B. EC 50), falls der Entladungsstrom sehr klein bleibt (einige % des Nennstromes).

In neuerer Zeit ist in Amerika eine gasgefüllte Triode, das sog. Tacitron [23], entwickelt worden. Bei diesem Gefäß, das im Prinzip dieselbe Elektroden-

konfiguration wie ein Thyatron besitzt, können Entladungsströme bis zu etwa 150 mA gelöscht werden. Bei dieser Gefäßtype stand die Rauschermut im Vordergrund. Die Löscharbeit war mehr oder weniger nur eine Nebenerscheinung. In der Tschecho-

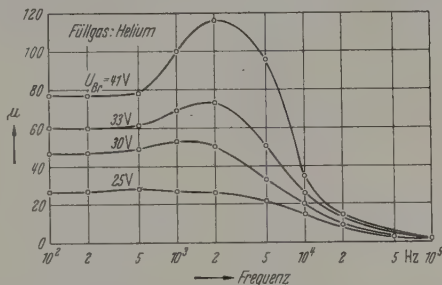


Abb. 8. Frequenzcharakteristiken bei Heliumfüllung. Parameter: Brennspannung U_B

slovakei ist vor einigen Jahren von HIX [24] ein Tacitron mit Wasserstoff-Füllung entwickelt worden, das eine Löschung bis zu Strömen von 0,5 Amp gestatten soll.

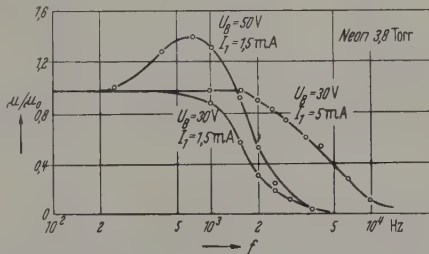


Abb. 9. Frequenzcharakteristiken bei Neonfüllung. Parameter: Brennspannung U_B und Hilfsstrom J_1 ; μ_0 Verstärkungsgrad bei $f=0$

Um die Löscharbeit einer gasgefüllten Triode mit Glühkathode bei geringen negativen Gitterspannungen (wenige Volt) zu ermöglichen, muß eine ganz bestimmte Entladungsform der Glühkathodenentladung

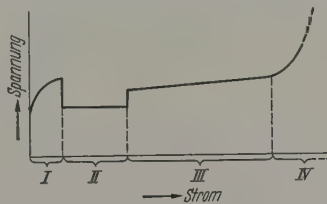


Abb. 10. Schema der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Glühkathodenentladung. I anode glow, II ball of fire, III Langmuir mode, IV temperature limited mode

bestehen. Nach MALTER, JOHNSON und WEBSTER [25], [26] kann man eine Glühkathodenentladung in vier charakteristische Bereiche einteilen (s. Abb. 10).

Für die Steuerung kommt — aus später noch zu erläuternden Gründen — nur der stromschwächste Bereich mit der in Abb. 11 skizzierten Potentialverteilung in Frage (anode glow¹).

¹ Die Bezeichnung „anode glow“ ist im Zusammenhang mit einer Glühkathodenentladung irreführend, denn der Begriff „Glimmen“ ist Entladungsformen mit kalter Kathode vorbehalten.

Bei technischen Gefäßen erstreckt sich das Gebiet des „anode glow“ im allgemeinen nur auf wenige % des Nennstromes und in diesem Bereich ist nach dem oben Gesagten eine Löschung möglich. Für die Existenz der mit „anode glow“ bezeichneten Entladungs-

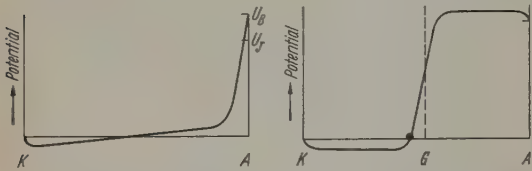


Abb. 11

Abb. 12

Abb. 11. Potentialverteilung des „anode glow“ im Schema. K Kathode, A Anode, U_I Ionisierungsspannung, U_B Brennspannung

Abb. 12. Potentialverteilung mit Gitter zwischen Kathode und Anode

form in einer Glühkathodendiode sind nach JOHNSON, OLMSTEAD und WEBSTER [23] 4 Bedingungen maßgebend. Die beiden ersten Bedingungen beinhalten eine obere und eine untere Grenze für den Fülldruck.

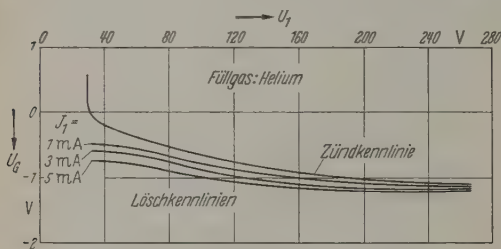


Abb. 13. Zündkennlinie und Löschkennlinien U_I treibende Spannung im Hilfskreis, U_B Gitterspannung (Heliumfüllung)

Der dadurch eingegrenzte Bereich ist jedoch so umfangreich, daß diese beiden Bedingungen stets erfüllt sind. Die 3. Bedingung besagt, daß der Emissionsstrom der Glühkathode mindestens doppelt so groß

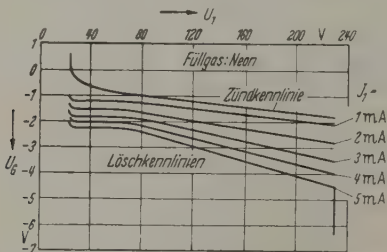


Abb. 14. Zündkennlinie und Löschkennlinien bei Neonfüllung

sein muß wie der Nennstrom des Gefäßes. Die 4. Bedingung, die nur für das anodenseitige Ende des Plasmas gilt, ist in den folgenden beiden Ungleichungen enthalten:

$$\frac{j^+}{j^-} < F \cdot \frac{b^+}{b^-}, \quad (4)$$

$$\frac{j^+}{j^-} < S \cdot \frac{m}{M} \quad (5)$$

j^+ = Ionenstromdichte,
 j^- = Elektronenstromdichte,
 b^+ = Ionenbeweglichkeit,
 b^- = Elektronenbeweglichkeit,
 m = Elektronenmasse,
 M = Ionenmasse.

F und S sind dabei zwei dimensionslose Faktoren, F Gefäßgeometrie, mittlere freie Weglänge der Plasmateilchen und Anodenschichtdicke enthalten. Die beiden Ungleichungen lassen sich erfüllen, wenn man dafür sorgt, daß die Ionenverluste und damit die Ionenstromdichte in Anodennähe möglichst gering wird. Durch Einhaltung dieser Bedingungen (geeignete Elektrodengeometrie eingeschlossen) läßt sich der Existenzbereich der „anode glow“-Form bis zu relativ großen Strömen (Amp) ausdehnen.

Bringt man nun ein Maschengitter zwischen Glühkathode und Anode, so entsteht aus der Potentialverteilung der „anode glow“-Form (Abb. 11) die Abb. 12 skizzierte Potentialverteilung. In der Gitterzone entsteht eine elektrische Doppelschicht. Das Plasma im Gitter-Anodenraum befindet sich etwa auf Anodenpotential, das im Gitter-Kathodenraum etwa auf Kathodenpotential. Auf Grund dieser Potentialverteilung erfolgt im Gitter-Kathodenraum überhaupt keine Ionisierung. Beim Anlegen einer negativen Gitterspannung können sich demzufolge bei der Potential- und Trägerdichteverteilung die Langmuirs Schichten gegen den Gitter-Kathodenraum ungehindert ausbilden, bis schließlich der Entladungsstrom abgedrosselt wird. Bei jeder anderen Entladungsform (ball of fire, Langmuir, temperature limited) muß schon auf Grund der ungünstigeren Potentialverteilung der Steuermechanismus versagen.

Beim Betrieb technischer Gefäße (z. B. Thyatron) treten im allgemeinen in Richtung steigenden Strom die ersten drei Entladungsformen auf. Der Nennstrom dieser Gefäße liegt meist im Bereich der Langmuir-Form, bei der keine Steuermöglichkeit mehr besteht.

Unabhängig von den zitierten amerikanischen Arbeiten sind von KOK [27], [28] die Verhältnisse gasgefüllten Trioden untersucht worden. KOK unterscheidet zwei Gruppen von möglichen Entladungsformen, die „gespreizte Entladung“ und die „eingeschnürte Entladung“, je nach den sich zeigenden Entladungsbildern am Gitter. Beide Entladungsformen werden nach GÁBOR [29] benannt. Für das Auftreten der jeweiligen Entladungsform wird folgendes Kriterium angegeben:

$$p \cdot S(U) \cdot \Phi < 4 \sqrt{\frac{m}{M}} \quad \text{gespreizte Entladung,}$$

$$p \cdot S(U) \cdot \Phi > 4 \sqrt{\frac{m}{M}} \quad \text{eingeschnürte Entladung}$$

p = Gasdruck,
 $S(U)$ = differentiale Ionisierung,
 Φ = Gittermaschenweite.

Bei der gespreizten Form findet KOK einen Zustand der Entladung, der dadurch charakterisiert ist, daß der Gitter-Kathodenraum völlig dunkel bleibt. Voraussetzung für die Existenz dieser Entladung ist eine hohe Kathodenemission und ein geringer Abstand zwischen Kathode und Gitter. Die zugehörige Potentialverteilung dieser Entladungsform hat genau den Verlauf in Abb. 12 skizzierten Verlauf. Die mit „GÁBOR Dunkelentladung“ bezeichnete Entladungsform dürfte demnach identisch sein mit dem in den amerikanischen Arbeiten angeführten „anode glow“. Dafür spricht außerdem noch die Beobachtung von KOK, daß sich diese Entladungsform mit kleinen Gitterspannungen steuern läßt, genau so wie die „anode glow“-Form.

Um die Löschung der Hilfsentladung zu ermöglichen, muß also eine entsprechende Entladungsform realisiert werden. Nachdem nun geklärt war, von welchen Parametern die Existenz einer solchen Hilfsentladung abhängt, war die Konstruktion eines geeigneten Entladungsgefäßes bereits vorgezeichnet. Die in einem solchen Gefäß gemessenen Löschkennlinien zeigen die Abb. 13, 14 und 15.

Genau so wie bei einem Thyatron wurde zunächst die vorgegebener treibender Spannung U_1 der Zündkennlinie ermittelt. Bei derselben Spannung wurde dann ein bestimmter Stromwert eingeregelt und die zur Löschung dieses Stromes erforderliche Gitterspannung

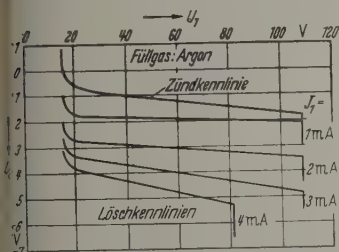


Abb. 15. Zündkennlinie und Löschkennlinien bei Argonfüllung

ermittelt. Man sieht, daß durchweg die Hilfsentladung mit wenigen Volt am Gitter gelöscht werden kann. Abb. 16 zeigt die zur Löschung am Gitter erforderliche negative Vorspannung als Funktion des Hilfsstromes I_1 bei verschiedenen Edelgasen.

Während sich bei Helium die Löschspannung noch fast unabhängig vom Hilfsstrom erweist, tritt bei den schwereren Edelgasen eine stärkere Abhängigkeit der Löschspannung vom Hilfsstrom auf.

Mit zunehmendem Hilfsstrom und zunehmendem Atomgewicht des Füllgases gestaltet sich die Löschung des Hilfsstromes immer schwieriger.

Für den zeitlichen Ablauf des Löschesprozesses gilt dasselbe wie für die Entionisierung, d.h. die Zeitkonstante für die Stromabschaltung im Hauptkreis ist identisch mit der Plasmazerfallskonstanten.

Um die Ungleichung (6) bei vorgegebenem Füllgas, -druck und Gittermaschenweite zu erfüllen, darf die differentiale Ionisierung $S(U)$ im allgemeinen nicht einen optimalen Wert erreichen, d.h. man muß zwischen dem Verstärkungsgrad μ und der Löscharbeit einen Kompromiß schließen. Bei einem Versuchsgefäß mit Heliumfüllung ließ sich bei einem Verstärkungsgrad von $\mu = 100$ ein Hauptstrom von 1,5 Amp mit wenigen Volt Gitterspannung abschalten. Bei diesem Versuchsgefäß war der maximal löscharbe Strom durch die Eigenemission der Hauptkathode begrenzt. Aufgrund der vorliegenden Erfahrungen scheint es möglich, auch etwas höhere Ströme noch sicher zu schalten. Nach dem bisherigen Stand der Technik war die Abschaltung derartiger Stromstärken durch Gittereinstückung nicht möglich.

b) Stetige Gittersteuerung. Während bei den vorgegangenen Untersuchungen das Gitterpotential nur zur Zündung und Löschung der Hilfsentladung sowie zur Einstellung bestimmter Brennspannungen verwendet wurde, wird im folgenden eine stetige Steuerwirkung durch das Gitter untersucht. Da das Gitter

kathodenseitig in stark verdünntes Plasma taucht, ist eine gewisse Steuerfähigkeit zu erwarten. In Abb. 17 ist eine Steuerkennlinie aufgetragen für eine Betriebsspannung des Hilfskreises von 60 V mit einem Widerstand von $R = 5 \text{ k}\Omega$. Man sieht, daß mit kleinen Gitterspannungsänderungen große Änderungen des Hauptstromes I_2 verbunden sind. Die Steilheit ist außerordentlich groß ($S = 1000 \text{ mA/V}$), wobei der

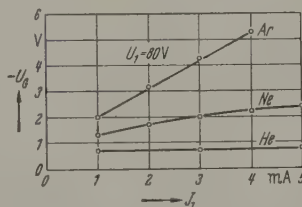


Abb. 16. Zur Löschung erforderliche Gitterspannung U_G als Funktion des Hilfsstromes

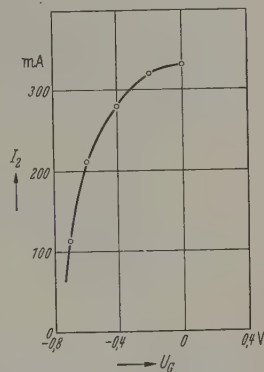


Abb. 17. Gittersteuerkennlinie ($U_1 = 60 \text{ V}$; $R = 5 \text{ k}\Omega$)

Gitterstrom durchweg kleiner als 1 mA bleibt. Die Leistungsverstärkung erreicht dadurch maximal den Faktor 10^5 bezogen auf die Steuerleistung am Gitter.

Zusammenfassung

Es wird die Wirkungsweise einer Plasmatrondiode erläutert. Durch Einbau eines Gitters in die Hilfsentladungsstrecke lassen sich einige Plasmatroneigenschaften variieren. Der Einfluß einiger Parameter auf Verstärkungsgrad und Frequenzverhalten wird mit entsprechenden Versuchsgefäßen untersucht. Bei Wahl geeigneter Parameter läßt sich bei Füllung der Versuchsgefäße mit Ne ein Stromverstärkungsgrad μ von etwa 500 erreichen.

Mit Gittern netzartiger Struktur läßt sich die Hilfsentladung mit wenigen Volt negativer Vorspannung an diesem Gitter löschen und damit im Hauptkreis ein Strom $I_2 = \mu I_1$ schalten. Zunehmender Hilfsstrom und zunehmendes Atomgewicht des Füllgases erschweren die Löschung.

In gewissen Bereichen des Hilfsstromes ist eine stetige Gittersteuerung möglich. Die erreichte Steilheit der Gittersteuerkennlinie erreicht Werte bis zu $S = 1000 \text{ mA/V}$. Die maximal erreichbare Leistungsverstärkung beträgt dabei etwa 10^5 .

Für die interessante Aufgabenstellung und die erwiesene Hilfe haben wir Herrn Professor Dr. W. KLUGE zu danken.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Unterstützung dieser Arbeit gedankt.

Literatur: [1] Zusammenstellung zahlreicher Patentschriften von G. PIERCE, L. DE FOREST und J. NIENHOLD in der Arbeit von E. LÜBCKE u. W. SCHOTTKY [2]. — [2] LÜBCKE, E., u. W. SCHOTTKY: Wiss. Veröff. Siemenskonzern 9, 390 (1930). — [3] KOBEL, E.: Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 24, 41 (1933). — [4] LÜDI, F.: Helv. phys. Acta 9, 655 (1936). — [5] NIENHOLD, J.: ETZ 59, 329 (1938). — [6] FETZ, H.: Ann.

d. Phys., V. F. **37**, 1 (1940). — [7] WEHNER, G.: Z. techn. Phys. **21**, 53 (1940). — [8] FETZ, H.: Ann. d. Phys., V. F. **40**, 579 (1941). — [9] LEIMBERGER, E.: Z. Physik **117**, 621 (1941). — [10] WEHNER, G.: Ann. d. Phys., V. F. **41**, 501 (1942). — [11] FETZ, H.: Arch. Elektrotechn. **36**, 378 (1942). — [12] SCHÖLS, G.: Ann. d. Phys., V. F. **42**, 477 (1942/43). — [13] SCHUMANN, O.: Naturwissenschaften **31**, 115 (1943). — [14] HAUG, A.: Z. angew. Phys. **1**, 367 (1948/49). — [15] FETZ, H., u. A. HAUG: Z. angew. Phys. **2**, 150 (1950). — [16] HAUG, A.: Z. angew. Phys. **2**, 323 (1950). — [17] SZÉKELY, A.: Acta phys. austr. **7**, 164 (1953). — [18] JOHNSON, E. O.: Electronics **24**, 107 (May 1951). — [19] Gas discharge tubes. Wireless Wld **27**, 293 (July 1951). — [20] JOHNSON, E. O., and W. M. WEBSTER: Proc. Inst. Radio Engrs. **40**, 645 (1952). — [21] RAMSAUER, C.: Wirkungsquerschnitte der Edelgase gegenüber langsamen Elektronen. Leipzig: Akademische Verlagsgesell-

schaft Geest & Portig 1954. — [22] BIONDI, M., and L. CHAN Phys. Rev. **94**, 910 (1954). — [23] JOHNSON, E. O., J. O. STEAD and W. M. WEBSTER: Proc. Inst. Radio Engrs. **42**, 1 (1954). — [24] HIX, A.: Slaboproudy Obzor **12**, 865 (1957). — [25] MALTER, L., E. O. JOHNSON and W. M. WEBSTER: Rev. **12**, 415 (1951). — [26] WEBSTER, W. M., E. O. JOHNSON and L. MALTER: RCA-Rev. **12**, 163 (1952). — [27] KOK, J. Appl. Sci. Res., Sect. B **5**, 445 (1956). — [28] KOK, J. A.: A. Sci. Res., Sect. B **6**, 207 (1957). — [29] GABOR, D.: The Plat Lamp. Winterthur: Universag A.G. 1936.

Dr.-Ing. Dipl.-Phys. EMIL PFENDER
und Dipl.-Phys. WERNER BLOSS,

Institut für Gasentladungstechnik und Photoelektronik
am Elektrotechnischen Institut der T.H. Stuttgart,
Stuttgart N, Breitscheidstraße 2

Magnetstromregler für höchste Stabilität mit Leistungstransistoren

Von J. HAUPT und W. MÜLLER-WARMUTH

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 29. März 1961)

In einer früheren Veröffentlichung [1] wurde auf die Möglichkeit hingewiesen, Leistungstransistoren in niederohmigen Strom- und Spannungsreglern einzusetzen. Es wurden Berechnungsbeispiele für einige fundamentale Schaltungen gegeben und zwei für den Physiker interessante Stabilisiergeräte beschrieben. Die Anforderungen, die der Experimentalphysiker an die Konstanz seiner Spannungs- und Stromquellen stellt, steigen indessen ständig. Besonders besteht häufig der Wunsch, z.B. für massenspektroskopische

dem sind vielfach noch ältere Magnete im Labor vorhanden, die bisher mit Batterien oder Motor-Generatortaggregaten gespeist wurden, wobei jetzt die Konstanz nicht mehr ausreicht oder die Bedienung umständlich ist. Für alle diese Fälle soll ein Magnetstromregler beschrieben und regeltechnisch diskutiert werden, der den vorher aufgestellten Forderungen entspricht. Ein Kernresonanzspektrometer, das den Overhauser-Effekt [3] ausnutzt, gestattet die erzielbare Magnetfeldstabilität in Luftspulen durch Vergleich mit einer Normalfrequenz genau zu messen.

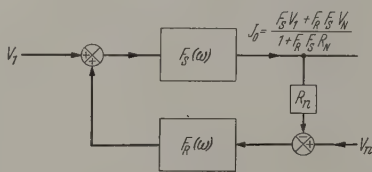


Abb. 1. Regelschema

Anwendungen oder für die magnetische Resonanzspektroskopie, bei erschwinglichem Aufwand Magnetströme so gut zu stabilisieren, wie es rein elektronische Hilfsmittel eben noch erlauben. Der dafür erforderliche Regler soll möglichst direkt an das Wechselstrom- oder Drehstromnetz angeschlossen werden können und muß narrensicher aufgebaut und bequem in der Bedienung sein (großer Strombereich, nur Grob- und Feineinstellungsknöpfe). Als höchste Stabilität betrachten wir eine relative Stromkonstanz von etwa 10^{-5} bis 10^{-6} . Darüber hinausgehen zu wollen erscheint — selbst wenn es möglich wäre — unvernünftig, wenn nicht an Stelle der Stromschwankungen die Magnetfeldänderungen selbst ausgeregelt werden [2]. Seit Leistungstransistoren für immer höhere Verlustleistungen auf den Markt kommen, bietet es verschiedene Vorteile, die Stromregelung mit Transistoren vorzunehmen. Die Apparatur wird kleiner und verbraucht weniger Leistung, als wenn sie mit Regelröhren ausgestattet würde. Bei niederohmigen Magneten gibt es keine Isolationschwierigkeiten, man spart daher Wickelraum, kann leichter kühlen und erreicht eine bessere mechanische Stabilität. Außer-

Allgemeine Diskussion der erzielbaren Stromkonstanz

Das Prinzip des Stromreglers ist klassisch. Der an der gleichgerichteten und vorgefilterten Netzspannung V_1 erzeugte Strom I_0 durchfließt hintereinander Regeltransistoren, Magnet (Widerstand R_L) und einen Normalwiderstand R_N . Diese Regelstrecke ist leicht über die Basis der Transistoren zu steuern. Die an R_N fallende Spannung V_N wird durch Vergleich mit einem Sollwert (V_N), durch Verstärkung und Zurückführung der Spannungsdifferenz auf die Regelstrecke konstant gehalten. Das Regelverhalten wird aus Abb. 1 ersichtlich. $F_R(\omega)$ und $F_S(\omega)$ sind die (frequenzabhängigen) Übertragungsfunktionen von Regler und Regelstrecke. Die Konstanz des Magnetstroms hängt somit ab

- a) von der Stabilität der Vergleichsspannung V_N
- b) von der Konstanz des Normalwiderstandes R_N
- c) von der Eingangsdrift und dem Rauschverhalten des Regelverstärkers,

und d) vom Regelfaktor $\frac{1}{|1 + F_R(\omega) \cdot F_S(\omega)|}$,

angibt, um welchen Betrag die entsprechenden spektralen Komponenten von Störgrößen wie Spannungsschwankungen, Netzbrumm und Widerstandsänderungen reduziert werden.

Nach Abb. 1 erlaubt $F_R(\omega) \cdot F_S(\omega)$ Aussagen über das Frequenzverhalten des Reglers. Die Frequenzgänge müssen so bemessen sein, daß einerseits auf „höherfrequente“ Störungen (besonders 50 und 100 Hz) noch genügend ausgeregelt werden, daß aber ander-

c) die erzielte Magnetstromkonstanz.

Schaltung und Aufbau

Die vollständige Schaltung zeigt Abb. 2. Die Netzwechselspannung wird auf den gewünschten Wert heruntertransformiert, mit einem Selengeleichrichter in Brückenschaltung gleichgerichtet und mit LC-Gliedern geglättet. Der Regeltransformator erlaubt, den

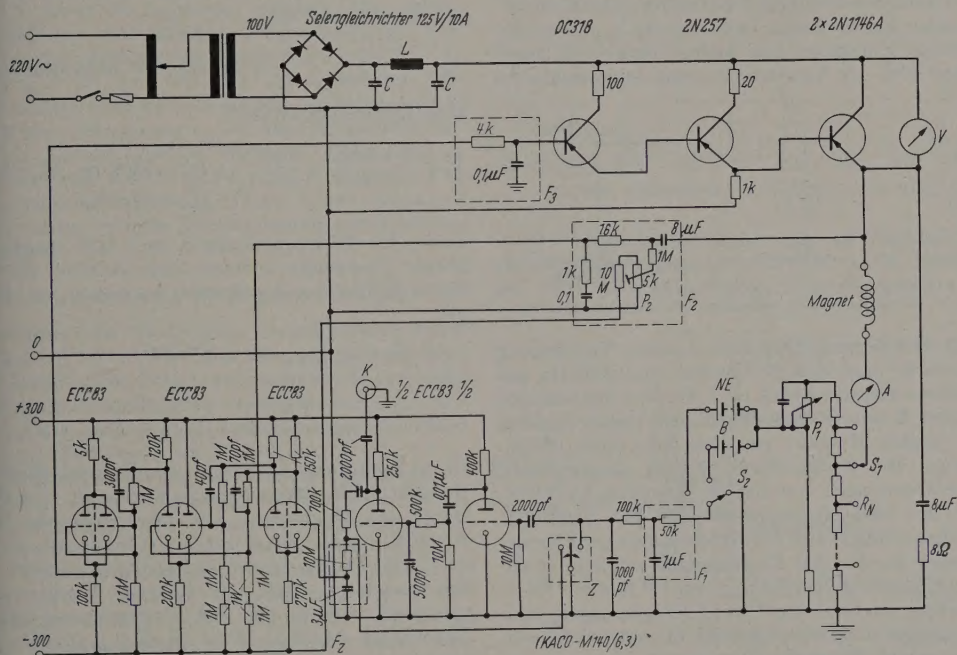


Abb. 2. Vollständige Schaltung des Magnetstromreglers. Erklärung der Abkürzungen im Text

Der Normalwiderstand wurde aus Manganindraht hergestellt und in ein Ölbad gesetzt (Temperaturkoeffizient: wenige $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$). Dabei wurde beachtet, daß sich innerhalb des Normalwiderstandes keine Schalterübergänge befinden.

¹ Miniature unsaturated Reference Cell (Tinsley u. Co. Ltd.).

Leistungsbedarf dem eingestellten Stromwert anzupassen. Im Prinzip kann diese Schaltung für beliebige Stromstärken und beliebigen Magnetleistungsbedarf benutzt werden. Lediglich müssen Netzteil, Siebkette, Regeltransistoren und Normalwiderstand entsprechend bemessen werden. Die hier angegebenen Werte sind für Stromstärken bis zu 5 A (bei 4 V-Vergleichsspannung) und bis zu 10 A (bei 8 V Vergleichsspannung) sowie Magnetspannungen bis 80 V ausgelegt. Bei höherem Strombedarf müssen mehr Leistungs-transistoren parallel geschaltet werden. Ihre Zahl ergibt sich aus der zulässigen Verlustleistung. Kühlflächen und Ventilation gestatten, die Kristalltemperatur der Transistoren niedrig genug zu halten, damit die erlaubte Verlustleistung einen möglichst hohen Wert besitzt. Bei der Abschätzung der für den Betrieb des Reglers erforderlichen Dauerverlustleistung muß beachtet werden, daß bei dem betreffenden Emittterstrom die Spannung zwischen Emittter und Kollektor einen gewissen Minimalwert haben muß und auch die zu verarbeiteten Schwankungen zur Kompensation der Störgrößen berücksichtigt werden. Um die Steuerleistung für die Regeltransistoren aufzubringen, wird

¹ Miniature unsaturated Reference Cell (Tinsley u. Co. Ltd.).

die Basis aus einer Kette hintereinander geschalteter Stromverstärkertransistoren gespeist (vgl. 1). Die gesamte Kette wirkt wie ein „Kathodenfolger“ sehr großer Steilheit, die Regelverstärkung ist am Emittor 1, nur der Frequenzgang geht in den Regelfaktor ein. Die Belastung der Endtransistoren durch einen Kondensator ist aus inneren Stabilitätsgründen der Transistorkette notwendig.

Zur Grobeinstellung des Magnetstromes dient der 20 Stufen-Schalter S_1 , zur Feineinstellung der sich überlappenden Bereiche das Helipot-Potentiometer P_1 . Die Normalelemente NE werden in dieser Schaltung mit weniger als 10^{-9} A belastet. Um trotzdem etwa auftretende Einschaltstöße fernzuhalten oder Kontrollmessungen vorzunehmen, kann mittels S_2 (keramisch, versilberte Kontakte) eine andere Batterie B angeschaltet oder der Verstärkereingang kurzgeschlossen

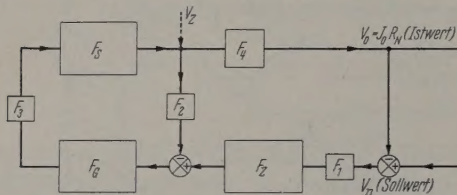


Abb. 3. Schematisiertes Blockdiagramm des Magnetstromreglers

werden. Der Zerkhackerverstärker hat eine Verstärkung von etwa 10^3 und eine Bandbreite von 0,005 Hz mit langsamem Frequenzabfall bis 1 Hz. Der mechanische Zerkhacker Z arbeitet bei 400 Hz und besitzt zugleich einen zweiten Kontakt zur phasenrichtigen Gleichrichtung. Die Zeitkonstante τ_1 am Eingang hält Wechselspannungen von diesem Verstärker fern.

An den Gleichspannungsausgang des Zerkhackerverstärkers schließt sich ein Gleichspannungsdifferenzverstärker an, der eine Eingangsdrift von etwa 1 mV und ebenfalls eine Verstärkung von 10^3 besitzt. Er ist breitbandig und hat einen Kathodenfolgerausgang, dessen Spannung einen weiten Bereich überstreichen kann.

Die zweite Regelschleife beseitigt Störungen im Frequenzbereich von etwa 0,1 Hz bis 1 kHz. Die Wechselkomponente der Magnetspannung wird am Magneten abgegriffen und über Filterglieder dem zweiten Eingang des Gleichspannungsverstärkers zugeführt. Für die Stabilität des Kreises ist eine weitere Zeitkonstante am Eingang der Regelstrecke erforderlich.

Für den Betrieb der Verstärker werden zwei stabilisierte Netzgeräte für ± 300 V/12 mA benötigt. Für Kontrollzwecke ist eine Buchse K am Wechselspannungsausgang des Zerkhackerverstärkers und ein Potentiometer P_2 am zweiten Eingang des Gleichspannungsverstärkers vorgesehen. Der ganze Regler ist in einem fahrbaren Normgestell untergebracht. Zur zeitlinearen Abtastung des Magnetfeldes bei der Aufnahme von Kernresonanzspektren wird das Potentiometer P_1 herausgeführt und mit einem Synchronmotor gekoppelt. Der in einer Stufe zu überstreichende Gesamtbereich kann durch Abänderung der Werte von P_1 und dem restlichen Nebenschlußspannungsteiler in weiten Grenzen verändert werden.

Frequenzgang und innere Stabilität

Das Blockdiagramm, Abb. 3, macht die Arbeitsweise des Magnetstromreglers verständlich. Die Über-

tragungsfunktionen $F(\omega)$ stellen im allgemeinen komplexen Quotienten von Ausgangsgröße zu Eingangsgröße des betreffenden Blocks dar. Im einzelnen charakterisieren

$$F_Z = \frac{F_{Z0}}{1 + i\omega\tau_Z} \quad (F_{Z0} = 1000, \tau_Z = \frac{1}{2\pi\nu_Z} = 0,0053)$$

den Zerkhackerverstärker,

$$F_G = F_{G0} = 1000 \text{ den Gleichspannungsverstärker,}$$

$$F_S \approx \frac{1}{1 + i\omega\tau_a} \cdot \frac{1}{1 + i\omega\tau_b} \cdot \frac{1}{1 + i\omega\tau_c} \quad (\nu_S \approx 15 \text{ kHz})$$

die Regelstrecke und

$$F_1 = \frac{1}{1 + i\omega\tau_1} \quad (\nu_1 = 3,2 \text{ Hz}) \text{ die Zeitkonstante}$$

dem Zerkhackerverstärker.

$$F_2 = \frac{1 + i\omega\tau'_2}{1 + i\omega\tau''_2} \cdot \frac{i\omega\tau''_2}{1 + i\omega\tau''_2} \quad (\nu'_2 = 1600 \text{ Hz, } \nu''_2 = 94 \text{ Hz, } \nu''_2 = 0,02 \text{ Hz})$$

sperrt für Gleichspannungen und läßt andererseits höhere Frequenzen in einem Maße abfallen, wie es die Stabilität des Regelkreises notwendig ist. Fern gilt

$$F_3 = \frac{1}{1 + i\omega\tau_3} \quad (\nu_3 = 400 \text{ Hz})$$

und

$$F_4 = \frac{R_N}{R_N + R_d + R_L} \cdot \frac{1}{1 + i\omega\tau_4} = \frac{K}{1 + i\omega\tau_4}$$

(R_d = Äquivalentwiderstand der Transistorkette Stromkreis, R_L Magnetspulenwiderstand, τ_4 Zeitkonstante des Magneten). Die hier gegebenen Werte $K = 0,4 \dots 0,06$ und $\tau_4 = 0,1 \dots 0,15$ sec ($R_N = 8 \dots 0,8 \Omega$) gelten für einen Luftpulsmagneten¹. Eisenmagneten muß mit höheren Zeitkonstanten gerechnet werden, die den Frequenzgang (Abb. 3) beeinflussen könnten. Man schaltet in diesem Fall einen verlustarmen Kondensator parallel zum Magneten und sorgt, wenn nötig, auf andere Art dafür, daß die Regelverstärkung nicht durch die Magnetzeitkonstante in einem bestimmten Frequenzbereich zu sehr abfällt.

In Abb. 3 bedeutet $V_Z(\omega)$ eine (Spannungs-)Störgröße, die ausgeregelt werden soll. Jede andere Störung kann auf V_Z umgerechnet werden. Wenn man das dynamische Verhalten des Regelsystems betrachtet wird, geht der konstante Sollwert V_N nicht in Regelgleichungen ein. Aus dem Blockdiagramm läßt man leicht den Zusammenhang ab:

$$V_0 = \frac{F_1 V_Z}{1 + F_1 F_2 F_3 F_4 F_5 F_6 F_7 F_8 F_9 F_{10}} = \frac{F_1 V_Z}{1 + F}$$

Die gesamte Regelverstärkung ist also durch $1 + F$ gegeben. Die Frequenzabhängigkeit der Phase und des Absolutbetrages von F bei geöffneter Regelstrecke gestattet Aussagen über die Stabilität des Regelkreises. Nach dem Nyquist-Kriterium darf die Ortskurve der Gesamtübertragungsfunktion F den kritischen Punkt $(-1,0)$ nicht umschließen. Eine gleichbedeutende Aussage enthalten die Kriterien von BODE [4], nach denen Phasenkurve und

¹ In Abb. 4 wurde $K = 0,2$ und $\tau_4 = 10$ Hz gewählt.

eng miteinander zusammenhängen, und es genügt, für Systeme wie das vorliegende $\lg|F|$ in Abhängigkeit von $\lg \nu$ aufzutragen (Abb. 4). Die Stabilität ist danach gewährleistet, wenn der Abfall dieser Kurve über einen gewissen Bereich nicht mehr als zwei Zehnerpotenzen pro Zehnerpotenz in der Frequenz beträgt. Das ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß die Phasendrehung in dem betreffenden Frequenzbereich kleiner als 180° ist. Diese Forderung ist also besonders kritisch in der Umgebung des Resonanzpunktes $|F|=1$.

Die notwendige Formung des Frequenzganges wird mit Hilfe der Glieder F_2 und F_3 erreicht. Da F_2 und F_3 durch die Apparatur gegeben sind, mußten zusätzliche frequenzabhängige Glieder eingeführt werden, um den gewünschten Verlauf zu erhalten. In Abb. 4 sind $|F_1|$ und $|F_{II}|$ im „Straight-Line“-Diagramm aufgetragen und die zu den Zeitkonstanten τ_n gehörigen Frequenzen ν_n an den Eckpunkten benannt. Daraus ermittelt wurde in Approximation die tatsächliche Kurve $\lg|F|$. Der vorliegende Frequenzgang sichert die Stabilität des Regelsystems und liefert einen für alle Störfrequenzen ausreichenden Deckfaktor.

Präzisionsmessung der Magnetfeldkonstanz

Zur Kontrolle der erzielten Stromkonstanz wurde zunächst der Spannungsabfall über den Normalwiderstand mittels eines Präzisionskompensators gemessen. Die Empfindlichkeitsgrenze dieser Messung erlaubte nur die Abschätzung, daß die relative Konstanz über lange Zeit besser als $5 \cdot 10^{-6}$ ist.

Eine genaue Messung der Magnetfeldkonstanz erzielte man mit einem Kernresonanzspektrometer, dessen Empfindlichkeit durch gleichzeitige Anregung von Elektronenresonanzen („Overhauser-Effekt [3], [5]“) stark erhöht werden kann. Auf diese Weise kann die Messung in einer Luftpule vorgenommen werden. Der erforderliche Aufbau, Abb. 5, ist ähnlich, wie er für andere Untersuchungen [5] gebraucht wurde. Das durch den Strom in einer Helmholtz-Spule erzeugte Magnetfeld betrug etwa 11 Oe. Die Flüssigkeitsprobe, Wasser mit paramagnetischen (SO_3NO^- -Ionen, ist von einer Elektronenresonanzspule (80 MHz) und einer Kernresonanzspule (50 kHz) umgeben. Nach Demodulation und phasenempfindlicher Gleichrichtung erhält das Registriergerät ein starkes Kernresonanzsignal, das sich für die hier vorliegende Meßaufgabe besonders eignet, wenn man das Magnetfeld nieder-

breite) durch die Resonanzstelle $\nu_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$ (Magnetfeld H_0 , Resonanzfrequenz ν_0 , gyromagnetisches Verhältnis γ) verläuft.

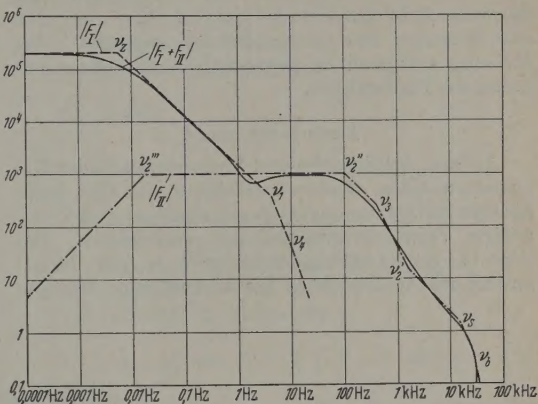


Abb. 4. Frequenzgang von $\lg|F|$, $\lg|F_1|$ und $\lg|F_{II}|$

Der Magnetstrom wurde jetzt so eingestellt, daß die Resonanzbedingung erfüllt ist. ν_0 ist durch eine auf 10^{-7} konstante Normalfrequenz gegeben. Bei

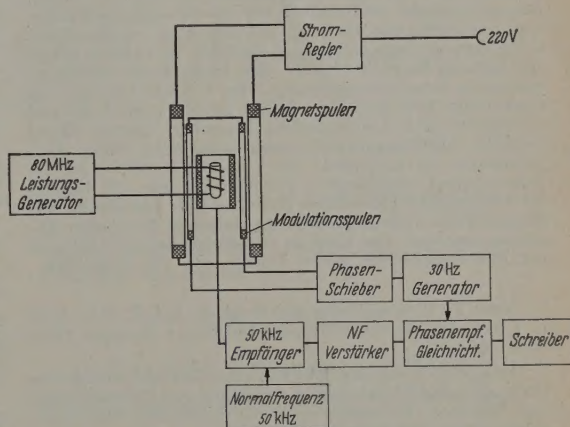


Abb. 5. Apparatur zur Messung der Magnetfeldkonstanz

geringsten Feldschwankungen wandert der Arbeitspunkt auf der steilen Flanke der Resonanzkurve je nach Vorzeichen in die eine oder andere Richtung.

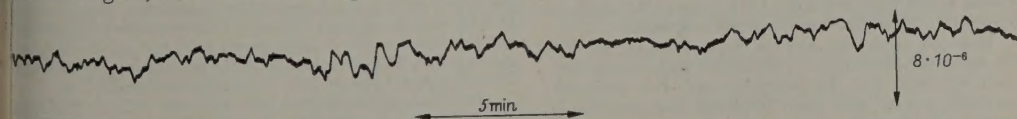


Abb. 6. Ausschnitt aus einer Registrierkurve zur Messung der Endstabilität

quenz moduliert und Modulationsamplitude, Modulationsfrequenz, (Kernresonanz-)HF-Feldstärke und Relaxationszeiten einander in bestimmter Weise zugeordnet [6]. Das Signal enthält eine Grundfrequenz und Seitenbänder. Wenn am Eingang des phasenempfindlichen Gleichrichters zwischen Signal und Bezugsspannung eine 90° -Phasenverschiebung besteht, registriert der Schreiber ein Gleichstromsignal vom Dispersionsstyp, dessen steile Flanke (einige Hz Linien-

Der Schreiber macht einen Ausschlag, dessen Größe ein Maß für die Feldänderung ist und durch eine bekannte Normalfrequenzänderung geeicht werden kann. Die Empfindlichkeit läßt sich, durch Wahl einer geeigneten Verstärkung der Problemstellung anpassen. Durch Ausnutzen des Overhauser-Effektes arbeitet man selbst bei derartig schwachen Magnetfeldern weit oberhalb der Rauschgrenze. Das Ergebnis einer solchen Messung über eine halbe Stunde zeigt Abb. 6.

Es bleibt zu beachten, daß trotz aller Vorkehrungen (Spule im Wärmegleichgewicht) die Magnetfeldstabilität schlechter sein kann als die Stromstabilität. So verursachte z.B. ein in etwa 10 m Entfernung vorbeifahrendes Auto eine so starke Magnetfeldänderung, daß der Schreiber aus seinem Bereich herausfiel. Die Messung entsprach im übrigen den am Anfang aufgestellten Forderungen.

Zusammenfassung

Aufbau, Arbeitsweise und Frequenzgang eines Magnetstromreglers werden beschrieben, der sich durch höchste Stromkonstanz, einfache Bedienung und vielseitige Verwendungsmöglichkeit auszeichnet. Der Einsatz von Leistungstransistoren in der Regelstrecke macht das Gerät für niederohmige Magnete

verwendbar. Die mit einer speziellen magnetischen Resonanzmethode gemessene relative Stromkonstanz über eine halbe Stunde ist besser als $3 \cdot 10^{-6}$.

Literatur: [1] MÜLLER-WARMUTH, W.: Z. angew. Phys. 10, 497 (1958). — [2] MÜLLER-WARMUTH, W., and SERVOZ GAVIN, P.: Nucl. Instrum. and Meth. 4, 90 (1959). — [3] OVERHAUSER, A.W.: Phys. Rev. 92, 411 (1953). — ABRAGAM, A. Phys. Rev. 92, 411 (1953). — ABRAGAM, A., J. COMBRISSE et J. SOLOMON: C. R. Acad. Sci., Paris 245, 157 (1957). [4] BODE, H.W.: Network Analysis and Feedback Amplifier Design. New York: Van Nostrand Company 1947. — [5] MÜLLER-WARMUTH, W.: Z. Naturforsch. 15a, 927 (1960). — [6] PARIKH, P.: Diss. 1961 (in Vorbereitung).

Dipl.-Phys. JUSTUS HAUPT,
Privatdozent Dr. WERNER MÜLLER-WARMUTH,
Max-Planck-Institut für Chemie
(Otto-Hahn-Institut), Mainz

Buchbesprechungen

Franklin, Ph.: Differential Equations for Engineers (früherer Titel: Differential Equations for Electrical Engineers). New York: Dover Publications, Inc. 1960. 299 S. US \$ 1.65.

Es handelt sich um ein Lehrbuch, das für die Anfangssemester und für Ingenieurstudenten geschrieben wurde. Dementsprechend wird vielfach auf eine theoretische Fundierung verzichtet und ist Wert auf eine klare, anschauliche, auf praktische Bedürfnisse zugeschnittene Darstellung gelegt. Die Auswahl des Stoffes ist vor allem im Hinblick auf elektrotechnische Anwendungen erfolgt. Im 1. Kapitel werden die Grundlagen über komplexe Zahlen gebracht, im 2. Kapitel Mittelwerte und Fourier-Reihen behandelt. Darauf folgen partielle Ableitungen und gewisse partielle Differentialgleichungen im 4. Kapitel. Im 5. und 6. Kapitel wird auf Anwendungen eingegangen. Schließlich folgen ein Kapitel über analytische Funktionen und eines über die Theorie der Fourier-Reihen. Zahlreiche Übungsaufgaben sind jedem Abschnitt angefügt. Das Buch ist ein unveränderter Nachdruck der 1933 erschienenen ersten Auflage. R. ALBRECHT

Neiss, F.: Determinanten und Matrizen. 5. Aufl. VII, 111 S. u. 1 Abb. 8°. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1959. Geh. DM 6.60.

Das jetzt in fünfter unveränderter Auflage vorliegende Buch gibt eine Einführung in die Lehre von Determinanten und Matrizen, die außer dem mathematischen Oberschulwissen keine Vorkenntnisse erfordert.

So werden in den ersten beiden einleitenden Kapiteln die vollständige Induktion, der Gebrauch von Summen- und Produktzeichen behandelt und die Grundsätze der Kombinatorik dargestellt. Im dritten Kapitel werden die Determinanten nach LAPLACE und WEIERSTRASS definiert und die einfachen Eigenschaften der Determinanten sowie der Laplacesche Entwicklungssatz, der Sylvestersche Satz und das verallgemeinerte Multiplikationstheorem hergeleitet.

Die Matrizen werden im vierten Kapitel eingeführt. Die Begriffe Rang und charakteristische Gleichung werden definiert und der Satz von HAMILTON-CAYLEY wird bewiesen.

Das fünfte Kapitel gibt einen Überblick über die Theorie der linearen Gleichungen.

Das sechste Kapitel ist „Orthogonalisierung“ überschrieben und gibt neben dem Schmidt'schen Orthogonalisierungsprozeß z.B. auch einen Beweis der Hadamardschen Ungleichung. Schließlich werden im sechsten Kapitel die wichtigsten Eigenschaften der quadratischen Formen besprochen.

Die ersten vier Kapitel enthalten jeweils einen Abschnitt mit Übungsaufgaben.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß es sich hier um eine bewährte, sehr gute Einführung in die Theorie von Determinanten und Matrizen (insbesondere in erstere) handelt.

Dagegen werden Methoden zur praktischen Lösung von numerischen Aufgaben der linearen Algebra überhaupt nicht behandelt. K.-W. GAEDE

Atkin, R.H.: Classical Dynamics. 274 S. u. 129 Abb. London-Melbourne-Toronto: Heinemann 1959. Geb. 30 S.

Die Umformung eines Menschen mit einer naiven Weltanschauung zu einem naturwissenschaftlich präzise denkenden und vorgehenden Menschen ist ein Prozeß, der, im unmittelbaren Anschluß an das primitive Denken, am wirksamsten gleichzeitig auf zwei Ebenen geführt wird: Der Mensch beschäftigt sich einerseits mit den an sich einfachen Prinzipien der Mechanik und macht sich andererseits in jeder Stufe des strukturellen Umbildungsvorganges die weitaus größere Mühe, die Vielfalt und Struktur ihrer Anwendungen durch selbständiges Lösen von konkreten Aufgaben bis zum Endergebnis kennenzulernen. Diese brauchen nicht immer aus dem Bereich der Praxis zu stammen, sondern können, wie Verfasser einer Stelle (S. 73) bemerkt, ihre künstliche Natur nur Examensaufgaben fristen. Trotzdem sind sie im Rahmen einer derartigen, sinnvoll geführten Prozesses oft wertvoller und lassen sich an Hand ihrer oft der Geist besser schulen und die Mächtigkeit mancher Methode und manchen Prinzips (S. 20) in Reinkultur besser aufzeigen als an Dutzenden von der ersten Kategorie.

Diesen Vorstellungen entsprechend, ist das Buch angelegt: In einem methodisch aufgebauten Kurs durch die Dynamik (der Massenpunkte und starren Körper) werden nach einem geschichtlichen Rückblick zuerst wesentliche rechnerische Hilfsmittel (Vektor- und Tensorrechnung) entwickelt und bereitgestellt. Danach werden kapitelweise die fundamentalen Prinzipien erklärt und ihre Anwendung jeweils in einer vollständigen Durchrechnung von typischen Beispielen (etwa 120) unter gleichzeitiger Erweiterung des Begriffssystems und der angewandten mathematischen Hilfsmittel gezeigt; ihr schließt sich zur eigenen Übung — insbesondere für Examenkandidaten gedacht — eine große Zahl von geistvollen Aufgaben (etwa 320, zum großen Teil aus Prüfungsaufgaben der Universitäten London und Cambridge stammend) an.

Der Umfang des Stoffes geht über den bei uns im Durchschnitt an den Hochschulen in der Technischen Mechanik zur Vorprüfung gebrachten etwas hinaus (holonome und nichtholonome Systeme, Lagrangesche Gleichungen, Begriff Eigenwertes, Kreisel, kleine Störungen).

Referent möchte jedem angehenden Physiker und wissenschaftlich arbeitenden Ingenieur, der sich in der Ausbildung eine profunde Kenntnis der Arbeitsprinzipien der Mechanik und eine Fertigkeit in der Übersetzung der mechanischen Probleme in die Sprache der Mathematik aneignen will, neben der Vorlesung die intensive Beschäftigung mit diesem Buch empfehlen. Es gibt darüber hinaus dem Mechaniker manche Anregungen zur eigenen Vorlesung und bildet eine Fundgrube für Aufgaben mit Witz. H. STEFANIAI